institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'IN2P3

IPNO T. 82-07

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

par

Patrick BERTHET

Sujet : Etude de la diffusion à grand transfert de protons sur le deutérium et l'hélium 3 aux énergies intermédiaires.

Soutenue le 12 Juillet 1982

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0030

IPNO T. 82-07

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

par

Patrick BERTHET

Sujet : Etude de la diffusion à grand transfert de protons sur le deutérium et l'hélium 3 aux énergies intermédiaires.

Soutenue le 12 Juillet 1982

ORSAY
n° d'ordre : 3273

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3° CYCLE

SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE

PAR

M. BERTHET Patrick

SUJET : DIFFUSION A GRAND TRANSFERT DE PROTONS SUR LE DEUTERIUM ET L'HELIUM 3 AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

soutenue le 12 JUILLET 1982 devant la Commission d'examen

MM. E MARTY Président

MM. JEAN

PERDRISAT

FRASCARIA

GOLDZAHL

Ce document doit être remis à l'étudiant à l'issue de la soutenance.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

S O M M A I R E

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I : DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL 3

1. Considérations générales 3
2. La ligne SPES 4 5
3. La cible 9
4. Le monitorage 10
5. La détection 13
6. Electronique associée à la détection 15
7. Enregistrements des données 17

CHAPITRE II : DEPOUILLEMENT DES DONNEES 19

1. Allure des données brutes 19
2. Calcul des sections efficaces 19
3. Evaluation des incertitudes sur les sections efficaces . 22
4. Incertitude sur la détermination des angles 23
5. Résultats et extrapolations à 180° 24

CHAPITRE III : ANALYSE DE LA DIFFUSION ARRIERE PROTON-DEUTON 31

1. Généralités 31
2. Mécanisme d'échange d'un neutron 32
3. Mécanisme d'échange d'un nucléon et un pion 47
4. Autres mécanismes 53

CHAPITRE IV : ANALYSE DE LA REACTION pd → tπ ET DE LA DIFFUSION ELASTIQUE PROTON-HELIUM 3 AU VOISINAGE DE 180° 57

1. La réaction pd → tπ 57
2. La diffusion élastique arrière proton-hélium 3 62

CONCLUSION 69

Appendice A 73

Appendice B 75

REFERENCES 77

RESUME

Les sections efficaces de diffusion élastique au voisinage de 180° de protons sur le deutérium et l'hélium 3 ont été mesurées. Le domaine d'énergie cinétique couvert s'étend de 0.6 à 2.7 GeV sur cible de deutérium et de 0.7 à 1.7 GeV sur celle d'hélium 3.

La réaction pd → tπ (à θ_π = 180°) a également été étudiée entre 0.6 et 1.5 GeV.

De nouvelles structures ont été observées sur les fonctions d'excitation de ces trois réactions ; elles pourraient avoir pour origine l'excitation de résonances isobariques dans des états intermédiaires.

Une analyse phénoménologique des résultats met en évidence le rôle privilégié des mécanismes d'échange dans ce type de réaction.

ABSTRACT

Elastic pd and p^3He backward scattering have been measured in the kinetic energy range 0.6 < T_p < 2.7 GeV on deuterium target and 0.7 < T_p < 1.7 GeV on helium-3 target.

The pd → tπ reaction (at θ_π = 180°) has been also studied from 0.6 to 1.5 GeV.

New structures have been observed in the excitation functions of the three reactions ; they could be due to the excitation of isobaric resonances in the intermediate state.

A phenomenological analysis of the results leads to privilege exchange mechanisms in such reactions.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. RIOU, Monsieur X. TARRAGO et Madame H. LANGEVIN de m'avoir accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Cette thèse a pu être réalisée grâce aux conseils et aux encouragements répétés de Monsieur R. FRASCARIA, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je remercie vivement Madame le Professeur N. MARTY et Monsieur le Professeur M. JEAN de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de participer au jury de cette thèse.

J'exprime ma gratitude à Monsieur L. GOLDZAHL, à Monsieur le Professeur C.F. PERDRISAT et à Monsieur B. TATISCHEFF qui m'ont fait profiter de leur expérience et de leurs conseils.

J'ai le plaisir de remercier Monsieur J. BERGER et Monsieur M. BOIVIN ainsi que tous ceux qui ont permis de rendre opérationnelles la ligne SPES4, sa détection et la cible cryogénique.

Les résultats présentés ici sont le fruit d'un travail d'équipe, je remercie chaleureusement tous ceux qui y ont participé.

Je tiens à exprimer mes remerciements au personnel du service Impression qui a assuré la frappe et la présentation de cette thèse.

INTRODUCTION

Les réactions de diffusion élastique de protons aux angles arrière sur les noyaux légers ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales en particulier aux énergies inférieures à 800 MeV. D'un point de vue théorique, l'intérêt de telles réactions réside dans le fait qu'elles mettent en jeu des transferts d'impulsion importants, tout au moins au niveau des considérations cinématiques, ce qui pourrait permettre l'étude de composantes de moment très élevé correspondant à des distances très faibles entre les nucléons.

La confrontation des résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques a mis en évidence que les mécanismes réactionnels ont tendance à réduire considérablement les transferts subis par un nucléon déterminé en raison du rôle privilégié que semblent jouer les processus d'échange de nucléons dans de telles réactions. Ce dernier point n'atténue nullement l'intérêt de l'étude de ces réactions puisqu'elles s'avèrent alors un moyen privilégié d'investigation de ces mécanismes.

En particulier, on a pu mettre en évidence qu'aux énergies considérées ici, les processus d'échange de nucléons semblaient accompagnés d'échange de mésons virtuels (essentiellement de pions) et que les réactions de diffusion élastique devaient être analysées en corrélation avec certaines expériences de diffusion inélastique.

Ces réactions présentent également un autre pole d'intérêt; en effet dans le domaine des énergies intermédiaires, elles apparaissent comme un moyen de recherche de résonances baryoniques ou multibaryoniques, l'existence de ces dernières étant prédite dans le cadre du modèle des quarks.

Le choix pour les expériences de diffusion élastique des cibles de deutérium et d'hélium 3 réside principalement dans le fait que l'on peut espèrer pouvoir trancher plus facilement entre différentes interprétations théoriques dans le cas de noyaux à faible nombre de nucléons.

Les distributions angulaires mesurées lors d'expériences antérieures sur cible de deutérium pour des énergies variant entre 150

et 2500 MeV ont des allures très voisines, au facteur d'échelle près, et présentent toutes une remontée marquée des sections efficaces à l'arrière. Qualitativement, cette remontée est assez bien interprétée par un processus d'échange d'un neutron entre le noyau cible et le projectile, les calculs correspondants à ce mécanisme ne sont cependant pas satisfaisants et une approche faisant intervenir des mécanismes plus complexes est apparue nécessaire. L'excitation de la résonance $\Delta(1236)$ semble jouer un rôle dominant au voisinage de 500 MeV tout au moins. Les nouvelles mesures présentées ici, s'étendant sur un large domaine d'énergie représentent des contraintes importantes pour l'interprétation théorique de cette réaction. L'obtention d'une interprétation précise est en effet particulièrement souhaitable dans la mesure où ce processus d'échange intervient dans les réactions de pick-up de neutrons A(p,d)A-1, qui constituent un moyen d'étude des propriétés des noyaux. La diffusion élastique de protons vers l'arrière sur l'hélium 3 est une réaction pour laquelle il n'existait pas de résultats à des énergies supérieures à 800 MeV. La rareté des cibles d'hélium 3 ainsi que les faibles sections efficaces attendues dans cette expérience sont sans doute à l'origine de cette absence de mesures. Pour cette réaction, l'échange de deux nucléons peut être envisagé soit sous forme d'un système lié (deuton) soit sous celle d'un système non lié. L'interprétation de ce processus apparait donc à première vue plus complexe que dans le cas de l'échange d'un seul nucléon. L'étude d'une autre réaction faisant intervenir l'échange de deux nucléons paraissait donc souhaitable, la réaction $pd \rightarrow t\pi$ (avec émission du pion vers l'arrière) a été retenue en raison de ce lien théorique. Du point de vue expérimental, elle est aussi très proche de la diffusion élastique proton-deuton et pouvait être menée parallèlement à cette dernière.

Les deux premiers chapitres sont consacrés à l'aspect expérimental de cette étude et commencent par une description du dispositif utilisé. On trouvera à la fin de cette première partie les valeurs des sections efficaces mesurées. Les chapitres suivants traitent de différentes tentatives d'interprétation phénoménologique de ces mesures.

C H A P I T R E I

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I. CONSIDERATIONS GENERALES

L'ensemble des mesures relatives aux trois réactions étudiées a été réalisé auprès du spectromètre SPES 4 au Laboratoire National Saturne. Sur un domaine d'énergie s'étendant de 600 à 2700 MeV, nous avons pu obtenir ainsi un grand nombre de données nouvelles avec une bonne cohérence interne et des incertitudes de mesure s'avèrant particulièrement faibles. Toutes les mesures ont été effectuées en détectant les particules émises vers l'avant dans le référentiel du centre de masse et par conséquent dans celui du laboratoire, le spectromètre SPES 4 étant particulièrement performant pour ceci. On notera en particulier que les deutons émis dans la réaction élastique pd → dp et les tritons émis dans la réaction pd → tπ ont toujours des impulsions très proches, le passage de la détection d'un type de particules à l'autre pouvait donc se réaliser aisément. Il est donc apparu particulièrement raisonnable de mener les deux expériences simultanément, ce qui a été effectivement possible jusqu'à 1500 MeV. A plus haute énergie les impulsions des deux particules devenant trop proches et les sections efficaces de la réaction pd → tπ trop faibles, l'étude de cette dernière n'a pas été poursuivie.

Notre objectif étant d'obtenir les fonctions d'excitation pour des protons diffusés à 180° dans les réactions élastiques, les distributions angulaires n'ont été mesurées que dans le but de permettre des extrapolations, elles ne couvrent donc que de faibles domaines angulaires très à l'arrière.

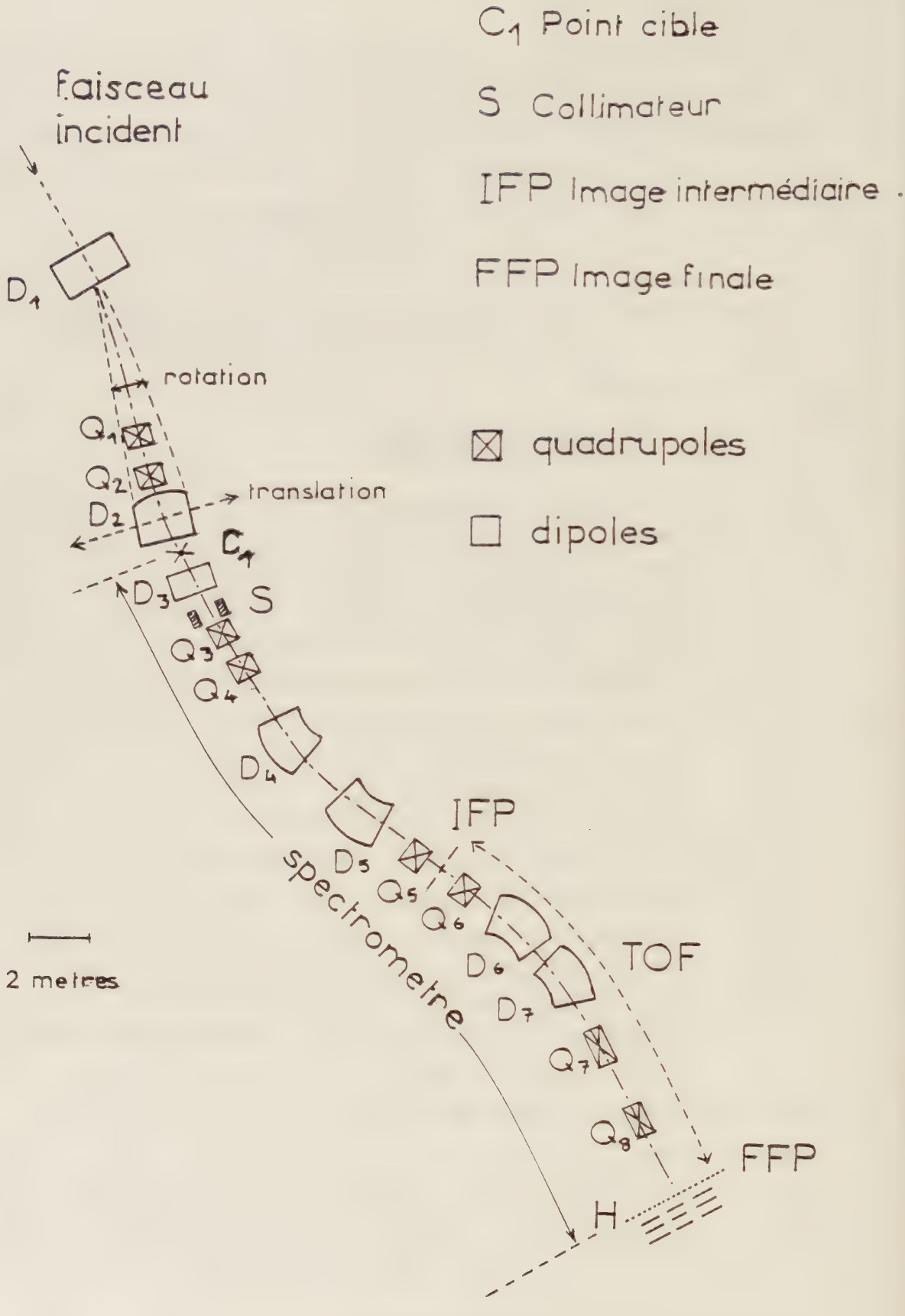


Fig. 1 : Implantation des différents éléments de la ligne SPES4.

2. LA LIGNE SPES 4

La ligne SPES 4 permet d'utiliser les plus hautes énergies acquises par des particules accélérées par le synchrotron Saturne II. La ligne incidente peut être réglée pour amener au point cible des particules de rigidité magnétique atteignant 3.8 GeV/c, on dispose ainsi de faisceaux de protons d'énergie variant entre 300 MeV et 3 GeV. Le spectromètre lui-même autorise l'analyse de particules de rigidité magnétique s'élevant jusqu'à 4.1 GeV/c. L'intensité du faisceau est continument variable jusqu'à une valeur de 8.10^{11} particules par seconde en protons la plupart de nos mesures ont été effectuées avec une intensité voisine de 2.10^{11} protons par "burst", la durée du cyclage variant d'environ 1s à 600 MeV à environ 3s à 2.7 GeV.

On trouvera une description détaillée de l'ensemble de la ligne dans la référence (1), rappelons-en ici quelques caractéristiques :

- L'implantation des différents aimants est donnée sur la figure (1), on peut noter immédiatement la grande longueur du spectromètre (environ 32 mètres) paramètre déterminant pour minimiser le bruit de fond. Notons que le quadrupole Q_7 à l'origine de type classique a été remplacé par un élément supraconducteur dans le but de concilier une bonne résolution et une bande en moment importante.

- Le spectromètre étant fixe, les variations angulaires sont obtenues en déplaçant la partie de la ligne incidente située entre le dipole D_1 "Sirène" et la cible. En plaçant la cible en C_1, on peut couvrir un domaine angulaire compris entre - 9° et + 30° à 2 GeV/c et - 9° et + 17° à 3,8 GeV/c.

Pour les expériences que nous avons réalisées, la ligne était employée en configuration dite B, ce qui correspond à une faible divergence horizontale sur la cible et une grande acceptance en moment pour le spectromètre (environ 9% au total). Avant l'installation d'un élément supraconducteur "Bacchus" en Q_7, le choix de la version B limitait l'angle solide à 0,26 msr (0,35 msr actuellement avec

"Bacchus") pour une exploration de toute la bande en moment. Dans le cas d'une mesure portant sur un pic de faible largeur ($|\frac{\Delta p}{p}|<1\%$), on peut cependant utiliser un collimateur d'ouverture supérieure, ce qui permet de diminuer la durée des comptages.

L'utilisation du point-cible C_1, couplée à celle du dipole D_3 "Hermaphrodite", situé entre la cible et le collimateur rend possible l'étude de particules diffusées à 0°. Cette étude n'est cependant pas réalisable dans tous les cas, il est en effet nécessaire d'être dans une configuration telle que la différence de rigidité magnétique entre les particules diffusées et le faisceau incident soit suffisante pour que celui-ci ne pénètre pas dans le spectromètre lui-même. On peut déterminer les conditions à respecter à partir de la matrice de transfert entre le point cible et la face d'entrée du collimateur donnée dans l'appendice (A) et les caractéristiques du faisceau. Si la tache du faisceau sur la cible a une largeur horizontale de ± 3,5mm et une divergence horizontale de ± 5 mrd, l'écart minimum de rigidité magnétique est de 17% avec un collimateur de 15mm de largeur et de 22% avec un de 30mm de largeur.

Notons qu'en pratique, deux cas peuvent se produire :

a) On cherche à détecter des particules de rigidité magnétique supérieure à celle du faisceau, il n'existe alors que peu de réactions parasites pouvant créer des particules d'impulsion comparable, on peut effectivement travailler avec les conditions précédentes.

b) On s'intéresse à des particules de rigidité magnétique inférieure à celle du faisceau, on risque alors de rencontrer de nombreuses réactions parasites piquées à l'avant fournissant un flux élevé de particules pouvant pénétrer dans le spectromètre, il est alors prudent de travailler dans des conditions plus restrictives que celles énoncées plus haut.

La figure (2) résume les conditions cinématiques à 0° pour nos expériences. On remarque en premier lieu que les deux expériences sur cible de deutérium où l'on détecte soit les deutons, soit les tritons

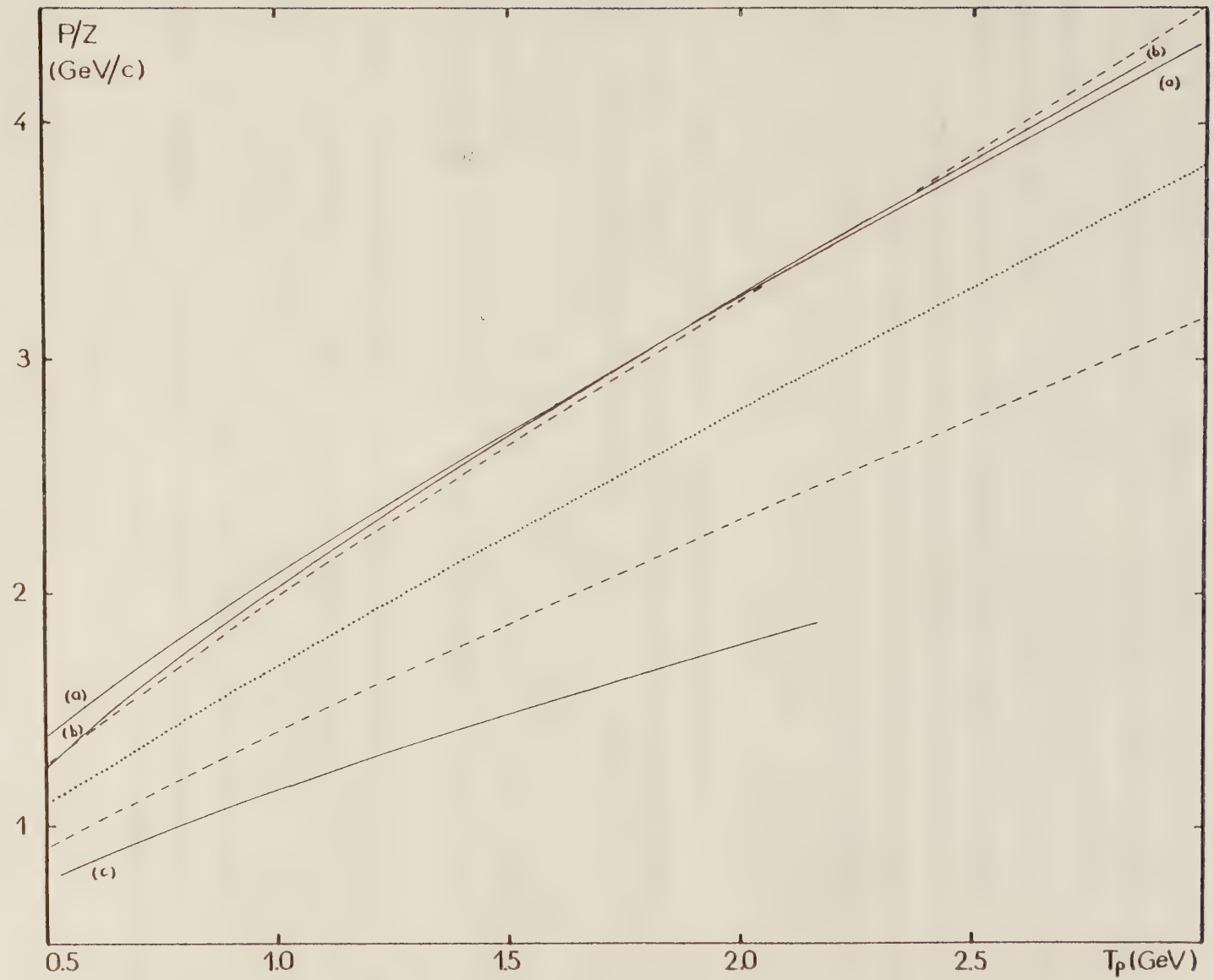


Fig. 2 : Conditions cinématiques pour la détection à 0°. Les courbes donnent les rigidités magnétiques du faisceau de protons (pointillés), des deutons émis à 0° (a), des tritons (b) et des héliums 3 (c).
La détection n'est possible à 0° que si les particules étudiées ont une rigidité se trouvant hors du domaine limité par les courbes en tiretés (collimateur de 15 mm de largeur). Dans le cas contraire des particules du faisceau incident peuvent pénétrer dans le spectromètre.

émis à l'avant correspondent au cas de figure (a) et que les mesures ne sont théoriquement possibles que jusqu'à 2 GeV, en pratique la dernière mesure effectuée à 0° s'est située à 1.3 GeV. Une variation angulaire de - 0.5° permet alors de décaler le point d'impact du faisceau de 24mm au niveau du collimateur ce qui a rendu possible les mesures jusqu'à 2 GeV, au-delà on s'est placé à -1°. Lors de la détection de noyaux d'hélium 3, on se trouve dans le cas décrit en (b) avec apparemment une marge plus confortable que dans le cas précédent, en pratique il n'en est rien. Les mesures à 0° se sont avérées impossibles, les particules du faisceau incident traversant le collimateur * avec une perte d'énergie les amenant au voisinage de l'impulsion sur laquelle est règlé le spectromètre. On a alors intérêt à choisir un décalage angulaire positif, à 700 MeV, on a pu ainsi réaliser une mesure à + 1°, aux énergies supérieures il s'est avéré plus raisonnable de ne pas travailler en-dessous de +2°.

Le spectromètre règlé permet l'obtention de deux images, une image horizontale dans le plan intermédiaire à 16 mètres en aval de la cible, une image double (verticale et horizontale) 16 mètres plus loin, avec ces deux images on peut alors réaliser une prise de temps de vol. Les détecteurs situés à l'image intermédiaire pouvant être détériorés par un flux de particules trop intense, des précautions expérimentales rigoureuses doivent être observées au voisinage de 0°.

Les règlages des courants des différents éléments de la ligne s'effectuent par l'intermédiaire de programmes conversationnels : "SP4" et ":ENVEL" pour le calcul des courants de tête de ligne "CINQ" pour le calcul des courants dans le spectromètre et de la fréquence RMN correspondant à des valeurs correctes des champs magnétiques dans les dipoles D_4 à D_7 "Anémones" "REGF" pour la commande effective des courants.

Le bon alignement du faisceau dans la ligne incidente peut être réalisé par l'intermédiaire de chambres à fils inserrables fournissant des profils du faisceau. Ces derniers sont visualisés sur des oscilloscopes, on peut également déterminer la position de leurs centres ainsi

* Le collimateur en plomb a une épaisseur de 20 cm.

que leurs largeurs à l'aide du programme ":ACQLA" .

3. LA CIBLE

On a utilisé un ensemble cryogénique, réalisé par le service "basse température" de l'IPN et comportant quatre cibles liquides (^{1}H, ^{2}H, ^{3}He, ^{4}He) et une cible vide permettant des mesures éventuelles du fond apporté par ses parois. L'utilisation de la cible d'hélium 3 nécessite une régulation de la température à 2,5K. La mise en place de la cible choisie est commandée depuis le poste de contrôle de l'expérience par l'intermédiaire d'un repérage potentiomètrique de sa position. Tout déplacement de la cible doit être réalisé en l'absence de faisceau, celui-ci pouvant provoquer un échauffement des armatures métalliques de la cible ce qui risque d'entrainer une fluctuation de la densité de la cible d'hélium 3. Les dimensions d'une cible sont les suivantes :

Hauteur : 40 mm largeur : 70 mm

Epaisseur : 32 mm (cible vide) et 38 mm (cible pleine au voisinage du point d'impact du faisceau).

Dans les conditions d'utilisation on obtient les densités surfaciques suivantes pour les deux cibles effectivement utilisées deutérium : 608 mg/cm^2 ; hélium 3 : 266 mg/cm^2.

Les parois de la cible traversées par le faisceau sont en havar d'épaisseur 25 µm, les particules doivent également franchir deux écrans thermiques en aluminium de 6 µm d'épaisseur, les fenêtres d'entrée et de sortie du cryostat ainsi que celles de sortie de la ligne incidente et d'entrée du spectromètre (havar 50 µm). En tenant compte de ces valeurs, du parcours dans l'air (environ 0,5m) et de la traversée de la cible elle-même, on a calculé le straggling angulaire et les pertes d'énergie au niveau de la cible.

Le straggling angulaire du faisceau avant la cible est pratiquement doublé lors de la traversée de celle-ci à 600 MeV, à 2 GeV par contre la dégradation n'est plus que de 20% environ. Les calculs montrent que la perte au niveau des différentes couches minces (havar ou aluminium) est toujours très faible par rapport à celle provoquée par la traversée du liquide cible.

On a porté dans le tableau suivant la perte moyenne $(\frac{\Delta E_1}{E_1})$ correspondant à la traversée du cryostat et l'écart $(\frac{\Delta E_2}{E_2})$ entre des particules émises lors de collisions en début ou fin de cibles pour des protons incidents de 600 MeV et 2 GeV.

Energie protons incidents (MeV)	$\Delta E_1/E_1$		$\Delta E_2/E_2$	
	600	2000	600	2000
pd → dp	4°/₀₀	1°/₀₀	1.6°/₀₀	0.1°/₀₀
p ^{3}He → ^{3}He p	1.2%	2°/₀₀	1.2%	1.6°/₀₀

Pour la réaction pd → tπ, la perte d'énergie des tritons est comparable à celle des deutons de la réaction pd → dp, ces deux particules ayant même nombre de charge Z.

La perte moyenne $(\frac{\Delta E_1}{E_1})$ a été compensée en ajustant les courants du spectromètre. La largeur expérimentale des pics de deutons et d'hélium 3 s'est avérée en bon accord avec les calculs de $(\frac{\Delta E_2}{E_2})$.

Lors d'un incident sur ce cryostat, un certain nombre de mesures ont été réalisées à l'aide d'une cible en polyéthylène deutéré $(CD_2)_n$, le fond apporté par le carbone a alors altéré de façon sensible la précision des mesures. La densité totale de cette cible était de 321,4mg/cm^2 soit 80,3 mg/cm^2 de deutérium.

4. LE MONITORAGE

Implantation

Le monitorage du faisceau a été réalisé au moyen de trois télescopes comportant chacun trois scintillateurs plastiques carrés de côté

compris entre 5 et 25 mm. Deux de ces moniteurs (SD et SG) visaient une feuille mince de 140 µm de polyéthylène située juste après le dipole D_1 (Sirène), le diamètre de l'enveloppe du faisceau en configurant B valant à cet endroit environ 4 cm. Le troisième (SC) était situé sous la cible elle-même.

Stabilité

La stabilité relative des différents moniteurs a été étudiée en relevant systématiquement les rapports de leurs comptages respectifs. Lors d'une première étude, à 800 MeV et 0°, portant sur environ quatre vingt mesures sur cible de deutérium, on a constaté une bonne stabilité du rapport SG/SC, SD paraissant moins fiable. Chaque mesure comportait un minimum de 30 000 coups sur SD, 8 000 sur SG et 2 000 sur SC, le rapport SG/SC a alors présenté une variance de 2.6% tout à fait compatible avec l'incertitude statistique sur les comptages des deux moniteurs considérés. Les variances des rapports SD/SG et SD/SC d'environ 10% ne peuvent être justifiées par des considérations statistiques, SD présentant le taux de comptage le plus élevé des trois moniteurs. L'origine de ces instabilités semble résider dans le fait qu'un très petit nombre de particules du faisceau incident diffusent sur le tube à vide au voisinage de la feuille mince, en effet une mesure réalisée sans cette dernière a montré que SD et SG présentaient des taux de comptage non négligeables dans ce cas (au moins 6% du comptage normal de SD et 2% de celui de SG). Un deuxième défaut de ces moniteurs situés en amont de la cible est apparu lors de la réalisation de distributions angulaires, leurs comptages se révèlant très sensibles au règlage de l'alignement du faisceau incident. L'ensemble de ces considérations a amené à retenir le dépouillement de la plupart des mesures par rapport à SC lors de l'utilisation de la cible d'hélium 3 malgré une statistique plus faible et une calibration plus délicate à réaliser.

Les mesures effectuées sur cible de deutérium lors de la première prise de données ont été dépouillées par rapport à SG (points mesurés de 800 à 1400MeV). Pour les mesures suivantes sur cette cible, l'implantation de SD a été légèrement modifiée, ce moniteur est alors apparu comme étant le plus stable.

Chambre à émission secondaire (C.E.S.)

Lors de la dernière prise de données un moniteur supplémentaire a été introduit sur la ligne. Il s'agit d'une chambre à émission secondaire implantée entre D_1 et Q_1 à environ 50cm en aval de la feuille mince mentionnée précédemment.

Les taux de comptage sont de l'ordre de 20% de ceux de SD ou SG donc relativement importants. On enregistre un événement sur ce moniteur à chaque fois que la charge d'un condensateur relié aux feuilles collectrices atteint une valeur déterminée. Lors de ce déclenchement, le condensateur est déchargé Les déclenchements de ce moniteur n'ont donc pas le caractère statistique des événements mesurés par les autres moniteurs.

La stabilité de ce moniteur ne semble guère meilleure que 5%. La cause de ces fluctuations réside sans doute dans la grande sensibilité de ce type de moniteur à la présence des champs de fuite magnétiques qui, lorsqu'ils varient, peuvent modifier le nombre d'électrons reçus par les feuilles collectrices. A défaut d'une grande précision, le fonctionnement satisfaisant de ce dispositif permet de considérer qu'il amène surtout une sécurité supplémentaire dans le monitorage.

Calibration

La calibration des moniteurs a été effectuée deux fois à chaque énergie au moyen d'irradiation de pastilles de carbone (réaction : $^{12}C(p,pn)^{11}C$) suivie d'une mesure de la décroissance du carbone 11 (émetteur β^+) en bore 11. On trouvera une description détaillée de cette méthode dans la référence (2). Les erreurs systématiques sont de ± 7% sur cette calibration et les incertitudes statistiques de l'ordre de 0,5%. En tenant compte des fluctuations des moniteurs, l'erreur de normalisation des résultats reste inférieure à 10%.

La calibration des moniteurs SD, SG et CES peut être effectuée directement, par contre le moniteur cible est inutilisable car la pastille de carbone étant placée avant la cible provoque un important straggling angulaire du faisceau, de plus le comptage de ce moniteur reste faible en raison de la courte durée des irradiations. La calibration de SC a alors été obtenue de façon indirecte : l'irradiation des pastilles de carbone est réalisée, après une mesure, à un angle donné (le plus petit possible) où l'on possède une bonne statistique sur tous les moniteurs, on peut alors calibrer SC par l'intermédiaire de SG et SD. Lorsque l'on utilise cette méthode, il est obligatoire de procéder aux deux mesures consécutivementcar la reproductibilité des conditions de transport du faisceau incident n'est pas assurée après un changement des courants dans la ligne.

5. LA DETECTION

La détection utilisée était composée exclusivement de plastiques scintillants. A l'époque des expériences considérées dans ce travail, elle ne permettait de couvrir qu'une bande en moment réduite de 3,8% en version B, ceci n'ayant aucune importance pour des expériences de diffusion élastique ou la largeur des pics est inférieure à 1% (largeur totale au pied du pic).

A l'image intermédiaire un groupe de trois plastiques scintillants (groupe I_i) de 1 mm d'épaisseur permet de disposer d'un signal de départ pour la prise de temps de vol. Chaque compteur couvre une bande en moment de 1,4%. La faible épaisseur des plastiques d'une part et l'énergie élevée des particules détectées d'autre part, entrainent que la perte d'énergie au niveau de l'image intermédiaire reste négligeable, le décalage de la trajectoire centrale à l'image finale étant inférieur à 1cm.

A l'image finale, la détection est constituée par un hodoscope comportant un premier plan de dix neuf plastiques scintillants (groupe Hji) de 14mm de largeur, de résolution en moment individuelle de 0,2%, suivi de trois plans de trois compteurs (groupes Ei, Fi, Gi). Il y a 7 compteurs H_{ij} associés à un groupe (I_i,E_i,F_i,G_i) donné, sauf pour les groupes situés à chaque bord de l'hodoscope où il n'y en a que 6.

Dans le cas de trajectoires idéales dans le spectromètre, une particule traversant un compteur Hji devrait traverser les compteurs I_i, E_i, F_i, G_i de même indice i. En pratique, on peut déjà s'attendre à ce que les compteurs H_{oi} soient également traversés par des particules provenant du groupe (i-1) et les H_{6i} par des particules provenant du groupe (i+1). Différentes expériences ont montré que cette hypothèse était optimiste par rapport à la réalité. On a pu montrer entre autre qu'une particule passant au centre de l'image intermédiaire arrivait toujours décalée par rapport au centre de l'image finale. Ces considérations ont donc entrainé un certain nombre de choix au niveau du cablage de l'électronique.

La détection ainsi constituée permet donc de caractériser un événement à l'image finale par sa position dans le groupe H_{ji}, quatre

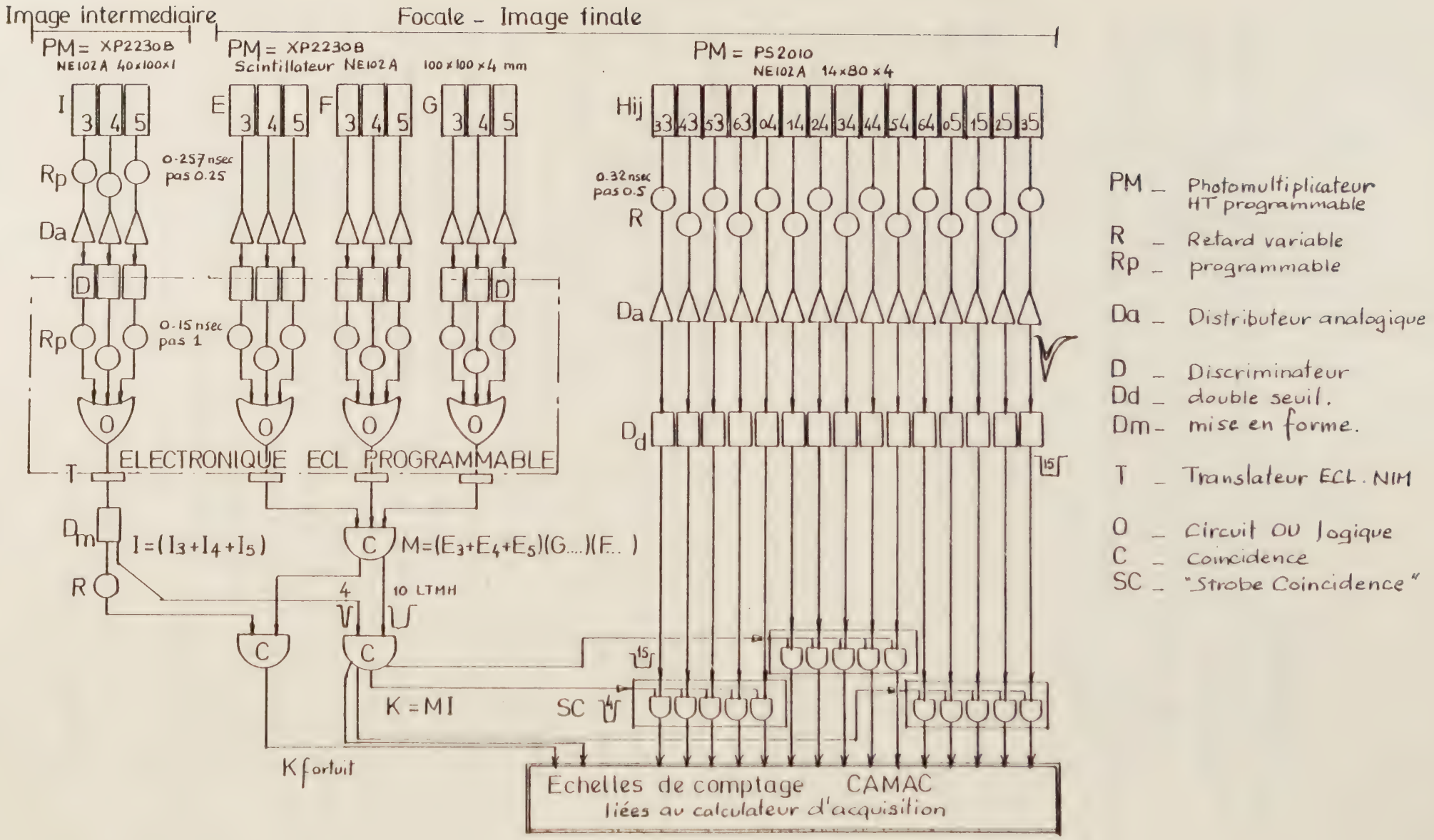


Fig. 3 : Schéma de l'électronique associée à la détection (version initiale 3 groupes de compteurs).

mesures de pertes d'énergie à l'image finale et une mesure de temps de vol dont la base est de plus de 16 mètres. On peut donc réaliser des mesures avec un taux de confiance élevé en ce qui concerne l'identification des particules détectées.

La détection décrite ci-dessus a été complétée de façon à couvrir la totalité de la bande en moment accessible. L'organisation est restée identique à celle décrite ci-dessus, la version définitive comprend quarante sept compteurs Hji et sept compteurs pour chacun des groupes Ii, Ei, Fi, Gi.

6. ELECTRONIQUE ASSOCIEE A LA DETECTION

L'ensemble des alimentations haute tension des photomultiplicateurs est géré par un système programmable, permettant un règlage relativement rapide.

Le schéma de l'électronique de détection est donné sur la figure 3, le montage choisi a pour but de reflèter au maximum les trajectoires des particules dans le spectromètre. On aura donc sept fois le même schéma de base, composé de 4 compteurs Ii, Ei, Fi, Gi et des Hji correspondants. Pour qu'un événement dans H_{ji} soit considéré comme "bon", on exige la coïncidence avec les 4 compteurs I_i, E_i, F_i, G_i de son groupe.

Les compteurs I_i se trouvant à l'image intermédiaire jouent un rôle différent des E_i, F_i, G_i. On réalise donc d'abord la coïncidence $M_i = (E_i, F_i, G_i)$. Puis la coïncidence $K_i = (M_i, I_i)$ le retard sur la voie I_i est programmable et ajusté en fonction du type de particule détectée, la fenêtre de coïncidence dans la série d'expérience décrite ici est d'environ 20 ns, elle peut être réduite jusqu'à 5 ns (ce qui est beaucoup plus sélectif mais peut entrainer une perte d'efficacité). La valeur de 20 ns est suffisante pour séparer les deutons et les tritons dont les rigidités magnétiques sont très voisines, les deux particules pouvant parvenir à l'image finale pour un même règlage des courants du spectromètre. Le tableau ci-après donne les impulsions des

deutons et des tritons émis à 0° ainsi que leurs temps de vol sur une distance de 16 mètres dans le domaine d'énergie où les deux réactions ont été étudiées.

Energies des protons incidents (MeV)	Impulsions (MeV/c)		Temps de Vol (ns)		Différence de temps de vol (ns)
	deutons	tritons	deutons	tritons	
600	1535	1439	84,2	117	32,8
800	1817	1741	76,6	101	24,4
1000	2079	2022	71,8	91,3	19,5
1200	2329	2288	68,5	84,4	15,9
1400	2571	2544	66,0	79,4	13,4
1600	2805	2792	64,2	75,6	11,4

La différence de temps de vol restant supérieur à 10 ns (demi-largeur de la fenêtre de temps de vol) on peut obtenir une séparation satisfaisante des deux types de particules. A plus haute énergie, la différence de temps de vol diminue, la section efficace de la réaction de production de tritons étant beaucoup plus faible que celle de la diffusion élastique, seule l'étude de cette deuxième réaction a été poursuivie, le nombre de tritons produits étant négligeable et ne perturbant pas cette mesure.

Après la coïncidence K_i, on réalise ensuite à l'aide des modules "strobe coïncidence" la coïncidence entre K_i et H_{ji} permettant d'obtenir les H_{ji} validés par K_i en sortie.

Les impulsions provenant des photomultiplicateurs sont discriminées et mises en forme avant l'attaque des circuits logiques.

- Le signal provenant du photomultiplicateur est d'abord envoyé vers un distributeur analogique quatre voies (Fan in - Fan out).

- A partir d'une des sorties du distributeur, le signal est envoyé vers un discriminateur double seuil permettant de sélectionner les particules et fournissant une impulsion logique de 4 ns de largeur qui sera dirigée vers les circuits de coïncidence.

Les trois expériences ayant été conduites simultanément, les hautes tensions ont été ajustées pour obtenir des hauteurs d'impulsion de 80 à 160 mV pour les deutons et les tritons et de 400 à 700 mV pour les héliums 3. Lors de la détection des deutons ou des tritons, on se plaçait au seuil bas des discriminateurs (30 mV), par contre on choisissait le seuil haut (300 mV) pour la détection des héliums 3. Ce choix est pleinement justifié par les cinématiques des réactions étudiés.

Les trajectoires réelles des particules n'étant pas réparties exactement selon les 7 groupes théoriques, on a été amené à regrouper les compteurs I, E, F, G par groupe de trois, ce qui revient à remplacer dans Mi et K_i chaque compteur X_i (= $E_i/F_i/G_i/I_i$) par le "ou" des compteurs (X_i-1, X_i, X_i+1). Ce montage permet en principe d'éviter les pertes d'efficacités sur les bords de chaque groupe.

Les autres sorties des distributeurs analogiques sont destinées au système d'acquisition informatisée, non utilisé ici.

7. ENREGISTREMENTS DES DONNEES

Les événements mesurés et acceptés par les différents réglages de l'électronique sont envoyés sur des échelles de comptages. On dispose des informations suivantes.

- Nombre de "bursts" déversés
- Comptage des 4 moniteurs et rapport deux à deux
- Somme des comptages des coïncidences M_i
- Somme des comptages des coïncidences K_i
- Comptage des coïncidences fortuites K_i (si ce taux dépasse 30%, on est certain que le comptage des I_i du plan intermédiaire est trop élevé, ce qui entraine une perte d'efficacité globale).
- Comptage des "bons" événements sur chaque compteur Hji, ainsi qu'un comptage normalisé sur le moniteur SD.

C H A P I T R E II

DEPOUILLEMENT DES DONNEES

1. ALLURE DES DONNEES BRUTES

La figure 4 donne l'allure des données brutes pour les trois réactions étudiées. L'allure générale des pics obtenus reste la même à toutes les énergies. La largeur des pics d'hélium 3 a tendance à diminuer aux énergies les plus élevées. Le fond est en général inférieur à 2% et ne dépasse jamais 8% pour les mesures pd → dp, il est toujours inférieur à 10% pour pd → tπ et compris entre 7% aux plus grands angles et 17% au voisinage de 0° pour les héliums 3.

2. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Dans la plage de détection utilisée, l'efficacité ne varie pas de plus de 1% d'un compteur à l'autre, on a admis qu'elle était de 100% pour effectuer le dépouillement des données.

Selon les réactions le pic occupe de 2 à 6 compteurs H_{ji} de l'hodoscope, on obtient donc d'abord $\frac{N_T}{M}$, nombre de coups enregistrés dans le pic, normalisé au moniteur de référence (M) qui dans la plupart des cas était SD. On doit ensuite extraire le fond, deux méthodes ont été employées : soit à partir d'une mesure sur cible vide effectuée dans les mêmes conditions que sur la cible pleine, soit à partir des "ailes" du pic. Dans ce dernier cas, si le pic s'étend sur n canaux on relève les comptages de n canaux de chaque côté et on effectue la moyenne des deux valeurs obtenues. La comparaison des résultats dans

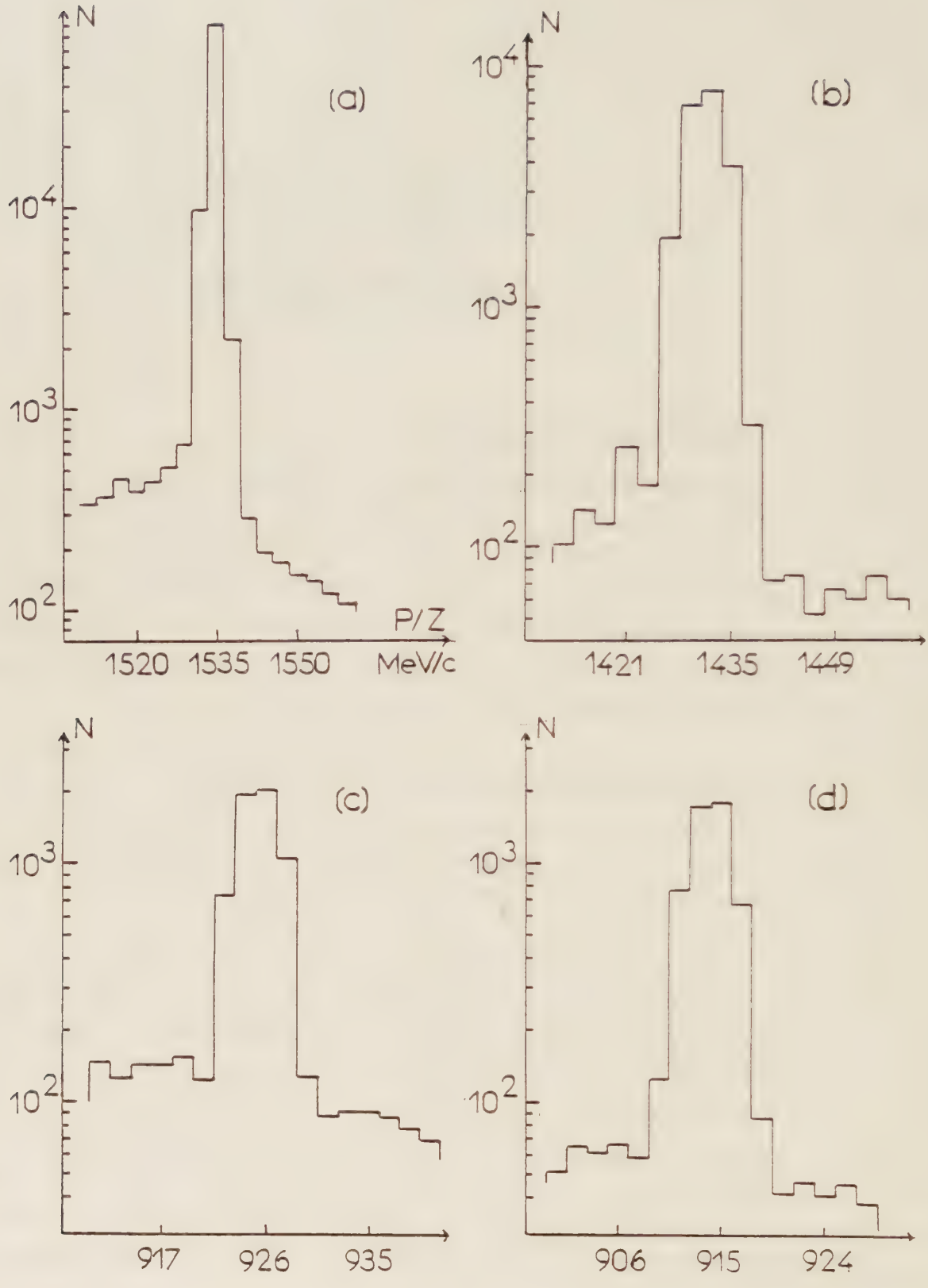


Fig. 4 : Histogrammes des événements enregistrés sur l'hodoscope (a) deutons 600 MeV 0°, (b) tritons 600 MeV 0,5° (c) héliums 3 - 700 MeV 3°, (d) héliums 3 - 700 MeV 9°.

les cas où l'on disposait de la mesure sur cible vide a montré que la différence entre les deux était compatible avec l'incertitude statistique. Le fond à soustraire a donc pour valeur $\frac{N_F}{M}$ en se normalisant sur le même moniteur que pour la cible pleine. On obtient alors le taux d'événements réels $\frac{N_V}{M} = \frac{N_T}{M} - \frac{N_F}{M}$, ce qui conduit à l'expression de la section efficace différentielle dans le laboratoire

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \frac{N_V}{M} \times \frac{M}{P} \times \frac{A}{\mathcal{N} \rho e \, \Delta\Omega}$$

- $\frac{M}{P}$: nombre de coups sur le moniteur par proton incident
- A : nombre de masse des particules-cibles
- $\mathcal{N}$: nombre d'Avogadro
- ρ : masse volumique de la cible
- e : épaisseur de la cible au niveau de l'impact du faisceau
- $\Delta\Omega$: angle solide défini par le collimateur d'entrée du spectromètre.

Les valeurs numériques utilisées sont les suivantes :

$\Delta\Omega = \frac{30 \times 128}{(3057)^2} = 4.11\ 10^{-4}$ sr e = 3,8 cm (± 1%)

^3He : $\rho = 0.070 g/cm^3$ $\rho e = 0.266\ g/cm^2$ A = 3
^2H : $\rho = 0.16\ g/cm^3$ $\rho e = 0.608\ g/cm^2$ A = 2

La section efficace différentielle dans le centre de masse vaut alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \mathcal{J} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} \quad \text{avec} \quad \mathcal{J} = \frac{(d\Omega)_{lab}}{(d\Omega)_{cm}}$$

$\mathcal{J}$ est le jacobien du changement de référentiel.

Pour l'ensemble des mesures avec la cible de deutérium, on a pu effectivement utiliser le moniteur SD ou exceptionnellement SG, ces deux moniteurs présentant des comptages élevés et pouvant être calibrés directement. Les mesures avec la cible d'hélium 3 se sont révélées plus délicates, d'une part à cause d'un manque de reproductibilité du faisceau dans la ligne incidente, d'autre part en raison de fluctuations de la densité de la cible. On a donc été amené à choisir pour

cette réaction une normalisation sur le moniteur cible, ce qui présente cependant plusieurs inconvénients : taux de comptage plus faible que pour les autres moniteurs, impossibilité d'une mesure directe sur cible vide et difficulté de calibration (voir I.3). La section efficace est alors obtenue en remplaçant $\frac{M}{P}$ par $(\frac{M}{M'} \times \frac{M'}{P})$ dans la formule précédente où M' est le comptage du moniteur servant d'intermédiaire pour la calibration.

3. EVALUATION DES INCERTITUDES SUR LES SECTIONS EFFICACES

Les incertitudes peuvent être réparties en deux groupes, d'une part celles provenant de la mesure elle-même (incertitudes statistiques sur le pic et le monitorage, incertitude liée à la soustraction du fond et éventuellement incertitude due aux fluctuations de densité de la cible), d'autre part, celles provenant de la calibration des moniteurs. A une énergie donnée, la comparaison entre les valeurs relatives des différentes mesures n'est pas affectée par les incertitudes du deuxième type, l'allure d'une distribution angulaire est, par exemple, indépendante de la calibration des moniteurs.

Pour les incertitudes du premier groupe, on a retenu la propagation quadratique propre aux distributions normales.

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{(\frac{\Delta N}{N})^2_{pic} + (\frac{\Delta N}{N})^2_M} \qquad \text{avec}$$

$(\frac{\Delta N}{N})_M = \frac{\sqrt{N_M}}{N_M} + \delta$ incertitude sur le comptage des moniteurs, le premier terme représente l'incertitude statistique, qui est toujours inférieure à 1% si on utilise SD ou SG mais peut atteindre 2,5% dans les cas les plus défavorables quand on utilise SC. Le terme δ permet de tenir compte des fluctuations relatives des moniteurs.

$(\frac{\Delta N}{N})^2_{pic} = [\frac{(\Delta N)_V}{N_V}]^2 + \alpha^2 [\frac{(\Delta N)_F}{N_F}]^2$ incertitude sur l'évaluation du pic, avec :

N_V : nombre d'évènements vrais mesurés

$(\Delta N)_V$: incertitude statistique sur ce nombre $\Delta N_V = \sqrt{N_V}$

$(\Delta N)_F$: incertitude sur la soustraction du fond, cette incertitude a d'une part une origine statistique, d'autre part une origine

dans la méthode d'évaluation du fond, on a retenu l'expression :

$(\Delta N)_F = \sqrt{N_F} + \frac{N_F}{10}$.

α : rapport fond sur pic.

Les fluctuations de densité de la cible sont négligeables quand on emploie le deutérium, elles ne le sont pas avec la cible d'hélium 3 car on travaille très près de la température critique, elles sont difficiles à évaluer dans ce dernier cas, car on ne disposait pas d'un relevé de la pression de la cible durant les mesures. On peut cependant admettre qu'une partie importante de ces fluctuations sont mesurées par le moniteur SC. On a donc choisi de tenir compte de cette incertitude en majorant de 1% l'erreur de normalisation due à la calibration.

L'erreur de calibration a également plusieurs origines :

- Incertitude sur la section efficace de la réaction $^{12}C(p,pn)^{11}C$ de ± 5%.
- Incertitude systématique lors de la réalisation de la mesure d'activité de la pastille de carbone de ± 2%.

Incertitude statistique variant entre ± 0,5 et ± 1%. Ces erreurs sont indépendantes les unes des autres, on est donc amené à en faire la somme, on doit donc retenir une erreur absolue de ± 8% pour les mesures sur cible deutérium et de ± 9% pour les mesures sur cible hélium 3.

4. INCERTITUDE SUR LA DETERMINATION DES ANGLES

Il existe une erreur systématique sur la mesure de l'angle en raison d'un écart entre le 0° nominal du spectromètre et le 0° réel, d'après les dernières mesures effectuées, ce décalage serait de 0,3° ($\theta_{réel} = \theta_{nominal} + 0,3°$).

La présence du dipole "hermaphrodite" avant le collimateur peut également entrainer une imprécision sur l'angle car la valeur du champ magnétique dans ce dipole est imposé par le courant des dipoles "anémones" alimentés en série avec lui. Les différentes mesures effectuées ainsi que divers calculs ont montré que cette imprécision est

négligeable dans les conditions expérimentales de nos mesures.

Une autre source d'incertitude angulaire réside dans l'ouverture du collimateur. A 0°, c'est l'ouverture verticale qui étant la plus grande donne la valeur de cette incertitude, au-delà de 15° c'est l'ouverture horizontal. Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous pour l'utilisation du collimateur d'ouverture 30 x 128 mm^2. Cette incertitude est dissymétrique :

$$\theta = \theta_o \begin{matrix} + \delta\theta+ \\ - \delta\theta- \end{matrix}$$

θ_o	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	15
$\delta\theta+$	1.19	0.75	0.58	0.49	0.45	0.42	0.39	0.38	0.37	0.36	0.28
$\delta\theta-$	1.19	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28

Toutes les valeurs du tableau ci-dessus sont en degrés.

Enfin, notons que le règlage du faisceau incident au niveau de la cible entraine lui-aussi une imprécision angulaire qui est inférieure à 0.1° lorsque le règlage de la ligne incidente est correct .

5. RESULTATS ET EXTRAPOLATIONS A 180°

Les résultats expérimentaux ainsi que les extrapolations à 180° sont donnés dans les tableaux I(a) à III(b).

Disposant de mesures très proches de 180° dans tous les cas, on a pu obtenir les sections efficaces à cet angle à partir d'une extrapolation graphique en portant les points expérimentaux en fonction de $|u_{max} - u| = 2\ P_{cm}^2\ (1-\cos\theta_{cm})$. Les incertitudes ont été estimées par la même méthode et traduisent à la fois l'incertitude d'extrapolation et les incertitudes des statistiques sur les mesures.

Les sections efficaces invariantes $\frac{d\sigma}{du} = \frac{\pi}{p^2_{cm}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ ont été calculées pour le deutérium, s et u étant les variables de Mandelstam usuelles.

T_{lab} GeV	θ_{lab} deg.	$\theta_{c.m}$ deg.	$(d\sigma/d\Omega)_{c.m}$ µb/sr	erreur	u $(GeV/c)^2$	$d\sigma/du$ $\mu b/(GeV/c)^2$
1.8	- 1	2.4	3.52	± 1%	. 4711	6.97
	4	9.7	2.99	± 1%	. 4292	5.92
	6	14.6	2.54	± 1%	. 3738	5.03
	8	19.4	2.08	± 1%	. 2956	4.12
2.2	- 1	2.5	1.440	± 1.9%	. 4268	2.32
	2	5.0	1.339	± 1.9%	. 4157	2.16
	4	10.0	1.243	± 1.3%	. 3716	2.00
	6	14.9	1.116	± 1.3%	. 2987	1.80
2.4	4	10.1	0.943	± 1.4%	. 3450	1.388
	6	15.2	0.783	± 1.4%	. 2626	1.153
	8	20.2	0.635	± 1.4%	. 1491	0.935
2.55	- 1	2.6	1.183	± 1.7%	. 3929	1.636
	2	5.1	1.07	± 10%	. 3793	1.48
	4	10.3	0.861	± 1.8%	. 3250	1.191
	6	15.4	0.645	± 2.1%	. 2352	0.892
2.7	- 2	5.2	1.019	± 2%	. 3656	1.329
	4	10.4	0.767	± 1.8%	. 3066	1.000
	6	15.5	0.564	± 2%	. 2092	0.736
	8	20.7	0.373	± 2%	. 0749	0.487

Tableau I(a) : Résultats des distributions angulaires à l'arrière pour la réaction pd → dp. L'angle θ_{lab} est celui d'émission du deuton dans le laboratoire (Normalisation absolue : ± 8%)

T_{lab} GeV	θ_{lab} (degrés)	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ ub/sr	erreur ub/sr	s $(GeV/c)^2$	u $(GeV/c)^2$	$d\sigma/du$ $ub/(GeV/c)^2$
. 6	0	163	± 2	10.17	. 6845	1000
. 7	0	94	± 3.5	10.54	. 6601	491
. 8	0	66.4	± 0.7	10.92	. 6374	302
. 9	0	45.4	± 0.5	11.29	. 6163	220
1.0	0	31.5	± 0.4	11.67	. 5965	114
1.1	0	22.6	± 0.3	12.04	. 5779	74.2
1.2	0	17.4	± 0.2	12.42	. 5604	52.3
1.3	0	12.5	± 0.9	12.79	. 5440	34.6
1.5	~ 5	7.62	± 0.10	13.54	. 5139	18.2
1.7	~ 5	4.78	± 0.06	14.29	. 4863	10.0
1.8	(E)	3.52	± 0.07	14.67	. 4739	6.97
2.0	~ 5	2.10	± 0.03	15.42	. 4513	3.73
2.2	(E)	1.45	± 0.04	16.17	. 4305	2.33
2.4	(E)	1.10	± 0.10	16.92	. 4115	1.62
2.55	(E)	1.18	± 0.03	17.48	. 3974	1.64
2.7	(E)	1.10	± 0.05	18.05	. 3853	1.43

Tableau I(b) : Sections efficaces de la réaction pd → dp à 180°. L'angle θ_{lab} est celui d'émission du deuton, la lettre (E) indique que le résultat a été obtenu par extrapolation. (Normalisation absolue : ± 8%).

T_{lab} GeV	θ_{lab} degrés	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ rb/sr	erreur nb/sr
0.6	- 0.5	624	± 8
0.7	- 0.5	251	± 15
0.8	0	69.3	± 1.6
0.9	0	43.2	± 1.6
1.0	0	49	± 1.7
1.1	0	63	± 2
1.2	0	7.0	± 2
1.3	0	51.2	± 1.5
1.4	0	25.2	± 1.6
1.5	- 0.5	18.0	± 0.5

Tableau II : Sections efficaces de la réaction pd → tπ avec émission du pion à 180°. L'angle θ_{lab} est celui d'émission du triton (Normalisation absolue : ± 8%)

T_{lab} (MeV)	$\theta_{lab}(He^3)$ (degrés)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})$c.m nb/sr	erreur statist.
700	1	241	5.3%
	3	235	2.5%
	5	241	3 %
	6	291	4.7%
	7	298	2.1%
	9	282	2.6%
800	3	75.1	4.3%
	4	84.3	4.4%
	5	89.3	4 %
	7	107	4 %
900	2	27.5	3.8%
	3	28.6	3.5%
	4	37	7.5%
	5	41.7	3.2%
	6	42.9	6.5%
	7	44	3.2%
	8	45	5.6%
1100	2	20.6	4.6%
	3	20.8	4.2%
	4	19.6	4.5
	4.5	19.1	5.5%
	5	16.4	5.0%
	6	15.1	5.2%
	7	13	7 %
	8	12.1	7.3%
1300	2	20.2	5.7%
	3	16.3	5.2%
	4	13.0	6 %
	5	12.0	5.6%
	6	8.25	7.7%
	7	6.6	8.9%
	8	5.6	10.1%
1500	2	10.6	8.5%
	3	7.29	7.7%
	5	4.57	9.8%
1700	2	3.99	12.9%
	3	3.66	16.5%

Tableau III(a) : Résultats des distributions angulaires à l'arrière pour la réaction p ^{3}He → ^{3}He p. L'angle θ_{lab} est celui d'émission de l'hélium 3 dans le laboratoire (Normalisation absolue ± 9%).

$p\ He^3 \rightarrow p\ He^3$ Extrapolation à $\theta_p = 180°$

T_p lab (MeV)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})$c.m nb/sr	erreur nb/sr
415*	2000	± 150
600*	1250	± 70
700+	240	± 15
800+	72	± 5
900+	27	± 2
1100+	20.5	± 1.5
1300+	21	± 2
1500+	11	± 2
1700+	4.5	± 1

Tableau III(b) : Sections efficaces de la réaction $p^3He \rightarrow {}^3He\ p$ à $\theta_p = 180°$ (valeurs extrapolées à partir des distributions angulaires). Les énergies marquées d'un astérisque correspondent à des mesures obtenues précédemment auprès du spectromètre SPES1 (ref. 3 ; normalisation absolue ± 10%). Celles marquées d'une croix à la présente expérience (normalisation absolue ± 9%).

C H A P I T R E III

ANALYSE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ARRIERE PROTON-DEUTON

I. GENERALITES

Dans le domaine des énergies intermédiaires, l'approximation eïkonale développée par Glauber (ref. 4) a permis une interprétation satisfaisante des réactions de diffusion aux angles avant. Ce modèle permet de considérer les noyaux-cible comme des obstacles diffractifs situés sur le passage des noyaux projectiles, et la majeure partie des particules diffusées sont émises dans un cône de faible ouverture angulaire. Le succès de ce modèle a entrainé qu'un certain nombre de tentatives ont été entreprises pour l'étendre au-delà des limites angulaires où sa validité est reconnue (réf. 5,6) et en particulier pour des angles voisins de 180° (réf. 7). Si des résultats encourageants ont pu être obtenus dans le premier cas (diffusion avant à grand angle), il s'avère malheureusement que dans le second, ces tentatives se sont révélées infructueuses, aucune expérience de diffusion vers l'arrière n'ayant pu jusqu'à présent être interprétée au moyen de celles-ci.

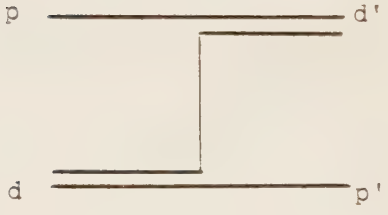
L'analyse des données recueillies dans les expériences aux angles arrière doit donc être entreprise dans un esprit différent. Dans le cas du deutérium, les faits expérimentaux ont joué un rôle déterminant dans les interprétations proposées. Deux faits principaux ont guidés les différentes approches. Le premier se rapporte à l'observation des distributions angulaires : plusieurs expériences réalisées à des énergies très diverses comprises entre 150 et 2500 MeV (réf. 8,9) montrent que ces distributions très piquées vers l'avant comme le prévoit

l'approximation eïkonale présentent une remontée marquée au-delà de 120°. La mise en évidence de cette remontée suggère qu'une partie importante des protons détectés à l'arrière ne sont pas des protons incidents se réfléchissant sur les noyaux-cible mais proviennent au contraire de ces derniers. Le mécanisme envisagé est donc celui de l'échange d'un neutron transféré du noyau cible au proton incident avec lequel il forme un nouveau noyau.

Le deuxième point remarquable est l'observation d'un plateau (réf. 10 à 13) dans la fonction d'excitation à 180°, ce plateau intervenant pour des énergies cinétiques incidentes comprises entre 300 et 600 MeV après une décroissance très rapide des sections efficaces aux énergies inférieures. Ce changement de pente intervient à une énergie d'excitation voisine de 300 MeV dans le référentiel du centre de masse, valeur pouvant correspondre à l'excitation de la résonance Δ (1232). Cette constatation rapprochée de l'interprétation de la réaction pp → dπ par Yao (réf. 14) a amené Craigie et Wilkin à proposer un mécanisme d'échange d'un nucléon accompagné d'un pion virtuel (réf. 15). Une approche différente a été envisagée par Kerman et Kisslinger (réf. 16) qui attribuent l'existence de ce plateau à l'échange de résonances N* (1688) qui préexisteraient dans les noyaux. Un certain nombre d'autres interprétations ont également été suggérées, citons parmi elles, celles de Gurvitz (réf. 17) privilégiant un processus de diffusion multiple, ainsi que la possibilité d'excitation de résonances tribaryoniques étudiée par Kondratyuk, Lev et Schevchenko (réf. 18).

Parmi ces modèles, les deux premiers (échange d'un neutron ou échange d'un nucléon plus un pion) sont ceux qui se prêtent le mieux à des calculs applicables à l'ensemble du domaine d'énergie étudié, ils constitueront donc l'essentiel du développement qui va suivre.

2. MECANISME D'ECHANGE D'UN NEUTRON



Ce mécanisme est souvent désigné sous le sigle ONE (One Nucleon Exchange), le graphe de Feynman correspondant est représenté ci-contre.

Le calcul correspondant à ce mécanisme peut être traité dans le cadre de l'approximation de Born, en ne tenant compte des corrections relativistes que dans le terme cinématique, on obtient alors l'expression suivante (réf. 16).

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m} = \frac{3\pi^2}{4}\left(\frac{E_p E_d}{E_p+E_d}\right)^2\left[\frac{(k_d^2+\Delta^2)}{m_N}\right]^2\left[\psi_s^2(\Delta)+\psi_D^2(\Delta)\right]^2 \qquad (1)$$

avec $\Delta = \left|\frac{\vec{d}'}{2} - \vec{p}\right|$ $\qquad k_d^2 = m_N\,\varepsilon_d$

où $\vec{p}$ est l'impulsion du proton incident et $\vec{d}'$ celle du deuton de recul dans le système du centre de masse, m_N est la masse du nucléon et ε_d l'énergie de liaison du deuton.

$\psi_s(\Delta)$ et $\psi_D(\Delta)$ sont les composantes de moment angulaire $l = 0$ et $l = 2$ de la fonction d'onde du deuton exprimée dans l'espace des impulsions.

Les énergies Ep et Ed intervenant dans le coefficient cinématique représentent les énergies totales (relativistes) du proton et du deuton dans le centre de masse.

Malgré le caractère relativiste du terme cinématique, la formule (1) ne peut-être considérée comme satisfaisante d'un point de vue relativiste. En effet, le moment Δ pour lequel on calcule les composantes de la fonction d'onde est un invariant galiléen mais pas un invariant relativiste, or pour obtenir l'expression de la section efficace, Δ est introduit dans le référentiel du centre de masse, la fonction d'onde se rapportant elle à un référentiel dans lequel le deuton est au repos. Ces deux référentiels étant en translation l'un par rapport à l'autre, le calcul n'est justifié que dans le cas non relativiste.

Différentes approches relativistes du problème ont été traitées, en calculant par différentes méthodes et approximations les amplitudes de Feynman du processus d'échange. Noble et Weber (réf. 19) ainsi que Karmanov (réf. 20) donnent l'expression suivante :

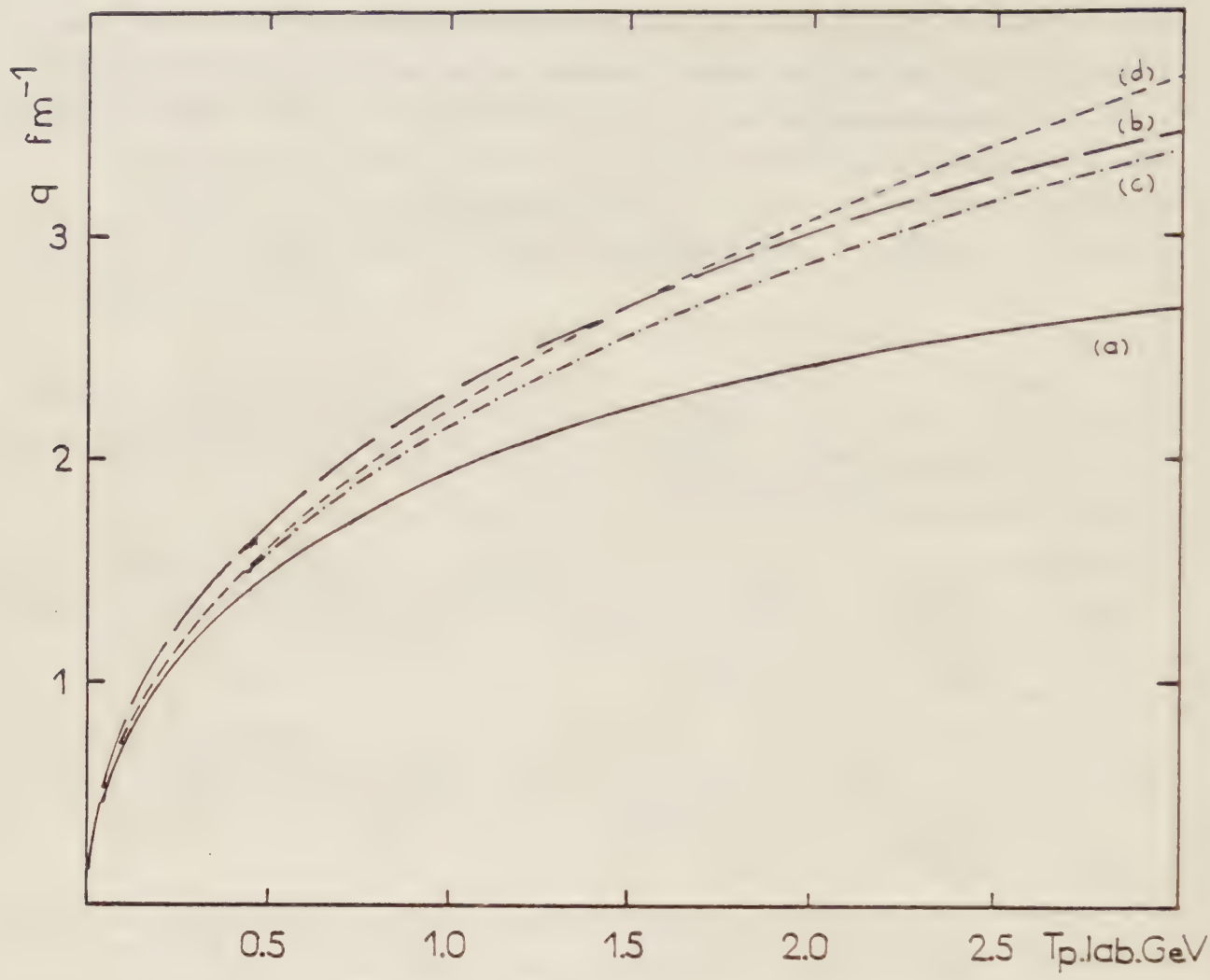


Fig. 5 : Moment du neutron échangé. (a) θ_p = 180° et (b) θ_p = 160° pour les expressions (2) et (3) (c) θ_p = 180° et (d) ^{p}valeur minimale ^{p}à énergie donnée pour l'expression (4) modèle LFD.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m} = \frac{3}{16}\,\pi^2 \left[\frac{EpEd}{M_N(E_p+E_d)}\right]^2 (u - m_N^2)^2 \left[\psi_s^2(q)+\psi_D^2(q)\right]^2 \qquad (2)$$

avec $u = (\underline{d}' - \underline{p})^2$

$$q = [(M_d-m_N)^2-u]^{1/2}[(M_d+m_N)^2-u]^{1/2}/2\,Md$$

$\underline{d}'$ étant le quadrimoment du deuton émis, $\underline{p}$ celui du proton incident, Md la masse du deuton et les autres notations ayant la même signification que précédemment.

q représente le module du moment du neutron transféré mesuré dans un référentiel où le deuton est au repos. On peut donc choisir soit le référentiel lié au deuton émis, soit plus simplement celui du laboratoire dans lequel q apparait alors comme le moment du proton de recul.

D'après cette expression, la mesure des sections efficaces de diffusion élastique à l'arrière apparait donc comme un moyen d'investigation de la densité de moment dans le deuton :

$$w(q) = \psi_s^2(q) + \psi_D^2(q)$$

Les valeurs de q accessibles dépendent de l'énergie des protons incidents ainsi que de l'angle de diffusion, ces valeurs ont été portées sur la figure (5). On constate que pour le domaine d'énergie couvert par la présente expérience (0,6 à 2,7 GeV), on peut étudier des composantes de moment comprises entre 1,6 et 2,6 fm^{-1} à 180° et atteignant 3,4 fm^{-1} à 160° (c.m). Le calcul montre que la valeur de q à 180° est bornée, on obtient sa valeur asymptotique en remarquant que lorsque l'énergie des protons incidents T_p tend vers l'infini, u tend vers zéro (voir appendice B), on a alors $q \to (M_d^2 - m_N^2)/2\,Md \simeq \frac{3}{4} m_N = 3{,}57\ fm^{-1}$.

A 160° par contre, la valeur de q n'est pas limitée et augmente avec l'énergie disponible, la section efficace d'échange devrait donc diminuer fortement à cet angle lorsque l'énergie augmente, ceci con-

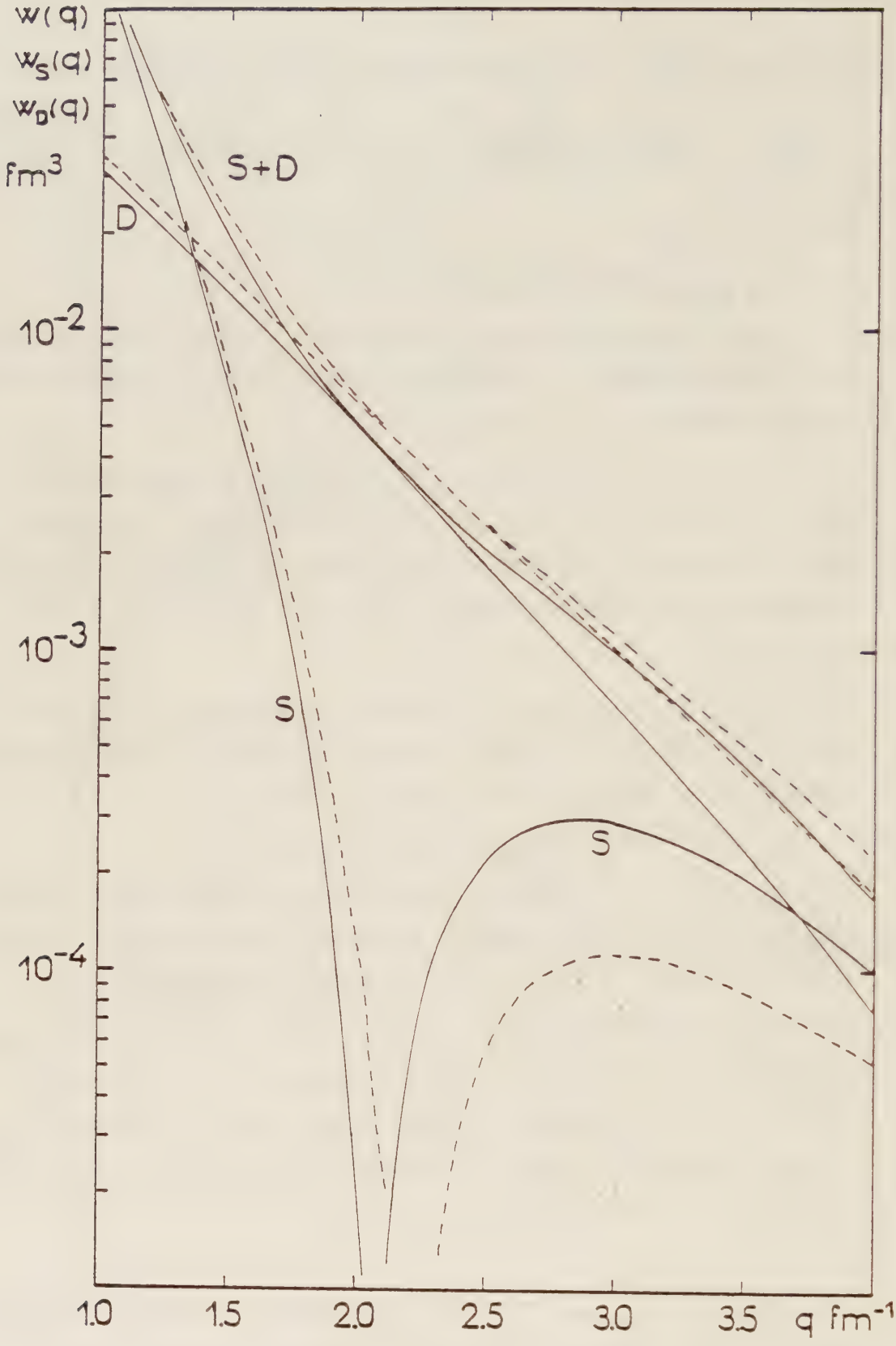


Fig. 6 : Densités de moment dans le deuton calculées à partir de la fonction d'onde de Mac Gee (tirétés ; 7% d'état D) et de celle du potentiel de Paris (trait plein ; 5.8% d'état D).

duisant à des distributions angulaires de plus en plus piquées à l'arrière à moins que la contribution d'un autre mécanisme ne limite cet effet.

Pour calculer les sections efficaces au moyen de l'expression (2), deux fonctions d'onde différentes ont été utilisées pour le deuton, celle de Mac Gee (réf. 21) et celle obtenue à partir du potentiel de Paris (réf. 22) ; on dispose pour ces deux fonctions de formes paramétrisées dans l'espace des moments. La figure (6) représente les densités de moment correspondant aux états S et D seuls ($w_S(q) = \psi_S^2(q)$ et $w_D(q) = \psi_D^2(q)$) ainsi que la densité totale $w(q) = w_S(q) + w_D(q)$.

Pour des moments de valeurs inférieures à 1.5 fm^{-1}, les densités calculées à partir des deux fonctions d'onde sont en bon accord pour l'état S et diffèrent d'environ 10% pour l'état D. Au dessus de 1.5fm^{-1} les écarts entre les densités deviennent plus marqués dans l'état s comme dans l'état D, les densités totales ne traduisant pas cependant ces écarts car la surestimation de l'état D dans la fonction d'onde de Mac Gee par rapport à celle du potentiel de Paris est compensée par une sous-estimation de l'état S au-dessus de 2.2 fm^{-1}. En conséquence, l'écart entre les densités totales reste inférieur à 20% dans la majeure partie du domaine étudié. On remarque également que pour des moments compris entre 2 et 2.4 fm^{-1} la densité correspondant à l'état S est négligeable devant la contribution de l'état D. Cet intervalle de moment est couvert par les mesures effectuées à180° entre 1.0 et 2.0 GeV, on constate d'ailleurs qu'à cet angle tout au moins l'état D devrait donner une contribution dominante (supérieure à 90%) aux sections efficaces de diffusion sur l'ensemble du domaine d'énergie considéré.

La fonction d'excitation obtenue expérimentalement à 180° a été portée sur la figure (7), les sections efficaces calculées à partir de l'expression (2) et des deux fonctions d'onde utilisées y figurent également. On remarque d'abord que le mécanisme envisagé conduit à une fonction d'excitation dont la courbure évolue très régulièrement et qui ne présente aucune cassure contrairement aux résultats expérimentaux qui eux présentent un premier changement de pente très net à partir de

250 MeV et un second au-delà de 2200 MeV. La comparaison du calcul et de l'expérience fait également apparaître trois domaines, le premier correspond à des énergies incidentes inférieures à 300 MeV pour lesquelles le calcul prédit des valeurs de sections efficaces environ trois fois plus élevées que celles observées, entre 300 MeV et 1.1 GeV par contre, les sections efficaces expérimentales sont plus importantes que celles calculées; au-delà de 1.2 GeV ces dernières deviennent de nouveau trop importantes, l'écart avec les mesures ayant tendance à augmenter avec l'énergie et dépassant un facteur 10 à 2.7 GeV. Le résultat obtenu apparait donc comme peu satisfaisant en ce qui concerne la fonction d'excitation à 180°.

Une autre expression de la section efficace pour ce même mécanisme a été proposée par Anjos et al. (réf. 23), en utilisant la même normalisation que pour les formules (1) et (2), elle s'écrit

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m} = \frac{3}{16}\,\pi^2\,\frac{(2m_N)^2}{s}\,(u-m_N^2)^2\left[\psi_s^2(q) + \psi_D^2(q)\right]^2 \qquad (3)$$

avec $s = (\underline{p} + \underline{d})^2$, les autres grandeurs ont la même signification que précédemment.

Cette formule présente un certain nombre d'analogie avec celle due à Noble à Weber, on peut noter que la densité de moment est évaluée à la même valeur q dans les deux cas. Pour comparer les deux expériences, on peut former le rapport des sections efficaces en évaluant les grandeurs cinématiques dans le référentiel du centre de masse, ce qui conduit à :

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}(3)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}(2)} = \frac{4\,m_N^4}{(Ep\;Ed)^2}$$

Ce rapport tend vers 1 par valeurs inférieures aux énergies les plus basses, il vaut environ $\frac{1}{2}$ à 800 MeV et $\frac{1}{6}$ à 2.5 GeV. Les résultats des calculs effectués au moyen de l'expression (3) ont été portées sur la figure (7). La plupart des remarques notées dans le cas de l'utilisation de la formule(2) restent valables, on notera cependant qu'on

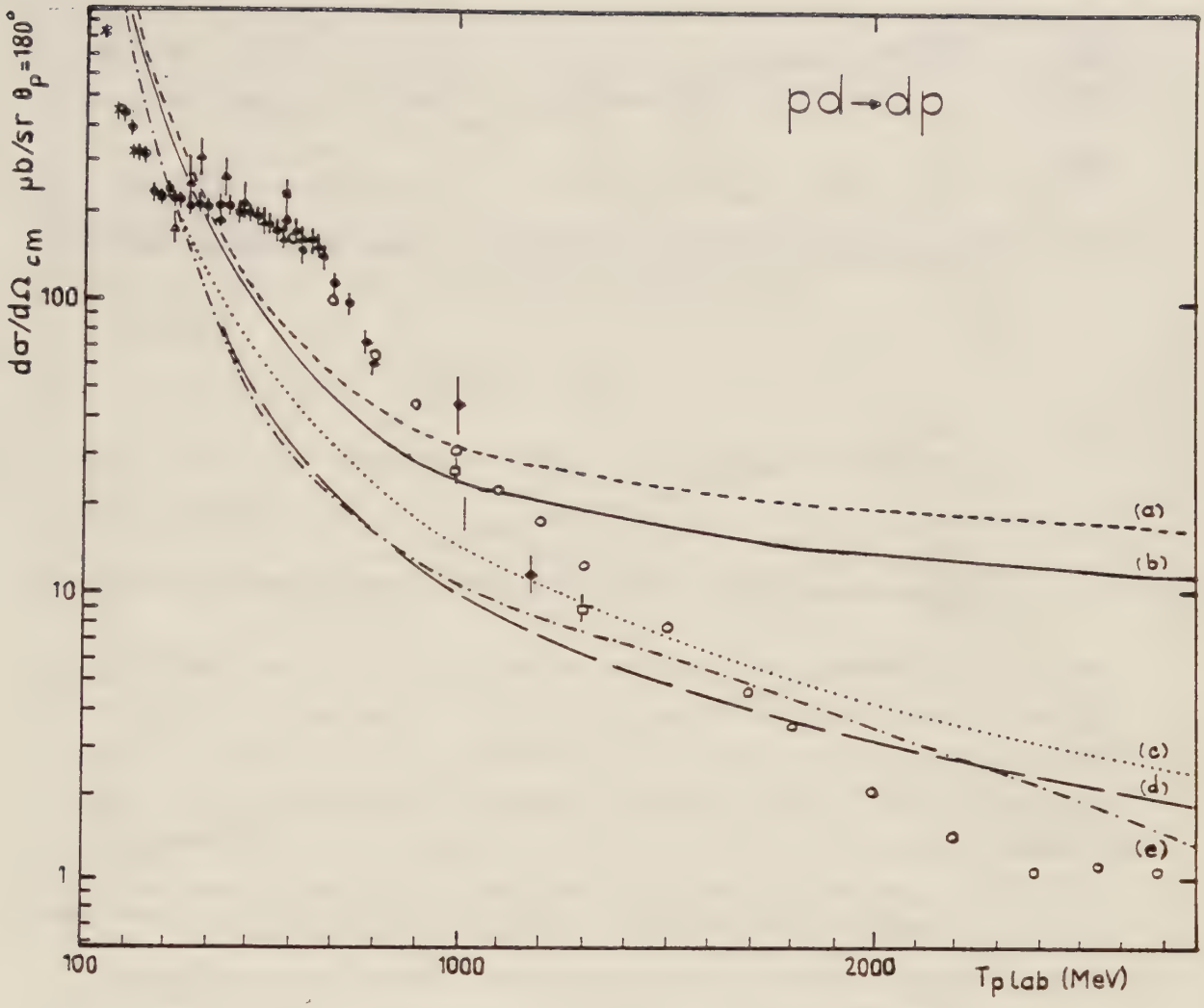


Fig. 7 : Fonction d'excitation expérimentale pd → dp à $\theta_p = 180°$ comparée aux calculs du terme d'échange d'un neutron. Les cercles vides sont les données de cette expérience, les autres points proviennent des références (8 à 13 et 63). Les courbes (a) et (b) correspondent aux calculs de l'expression (2), (c) et (d) à ceux de (3), (e) à celui de (4). (a) et (c) en utilisant la fonction d'onde de Mac Gee, (b) (d) et (e) celle du potentiel de Paris.

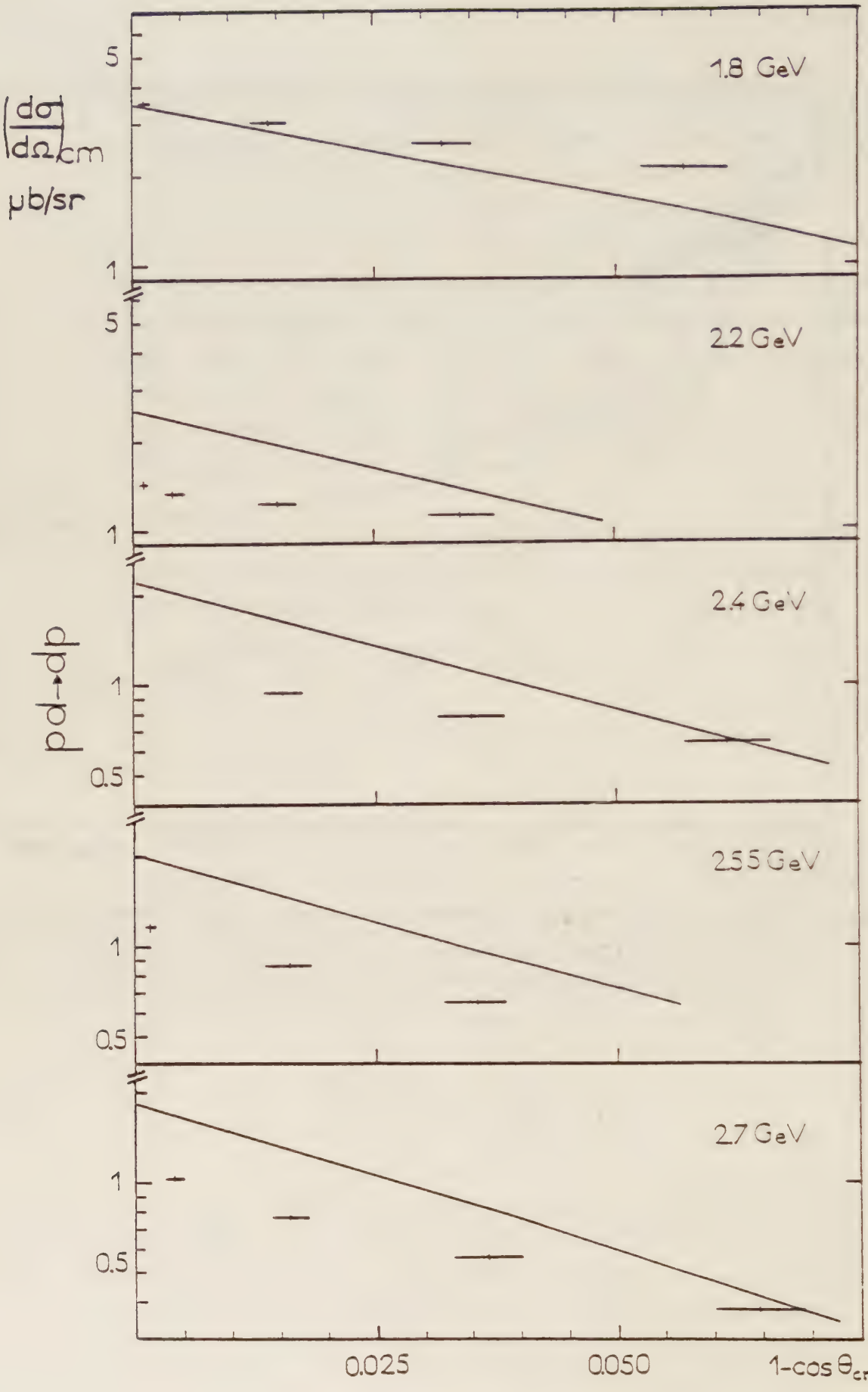


Fig. 8 : Comparaison des distributions angulaires expérimentales et de celles calculées à partir de l'expression (3) et de la fonction d'onde du potentiel de Paris.

obtient un ordre de grandeur plus satisfaisant dans le domaine des énergies les plus élevées, l'écart entre le calcul et l'expérience étant seulement d'un facteur 2 aux environs de 2.5 GeV.

Les expressions (2) et (3) permettent également le calcul des distributions angulaires à l'arrière. Dans les deux cas, on peut exprimer les sections efficaces sous la forme générale :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = f(E) \times g(q)$$

f(E) dépend de l'expression choisie par contre g(q) s'exprime de façon identique par

$$g(q) = \frac{3}{16}\pi^2 \, (u-m_N^2)^2 \, w^2(q)$$

A une énergie donnée, les deux expressions conduisent donc à des distributions angulaires identiques à un coefficient de normalisation près. Celles-ci n'ayant été mesurées qu'entre 1.8 et 2.7 GeV, la formule (3) présente la normalisation la mieux adaptée. Les résultats des mesures ainsi que ceux des calculs ont été portés sur la figure (8). En coordonnées semi-logarithmiques, les distributions angulaires calculées, représentées en fonction de $(1-\cos\theta_{c.m})$ sont pratiquement des droites, la pente obtenue est légèrement plus forte que celle présentée par les résultats expérimentaux, l'accord le meilleur apparait à 2.55 GeV alors qu'on observe un écart nettement plus marqué à 2.2 GeV. Pour les trois énergies, où l'on a effectué des mesures à $\theta_d = 8°$ dans le laboratoire (soit environ 160° pour les protons diffusés dans le centre de masse) les points obtenus ont tendance à accentuer le désaccord expérience-théorie. Ceci peut indiquer que la contribution du mécanisme d'échange n'est vraiment dominante que très à l'arrière.

Pour obtenir une représentation plus globale du comportement de l'ensemble des distributions angulaires, on peut réunir les résultats obtenus aux différentes énergies. Pour s'affranchir des contraintes de normalisation, on peut remarquer que g(q) ne dépend pas de l'énergie et donc que si on représente la valeur expérimentale de g(q) c'est-à-dire

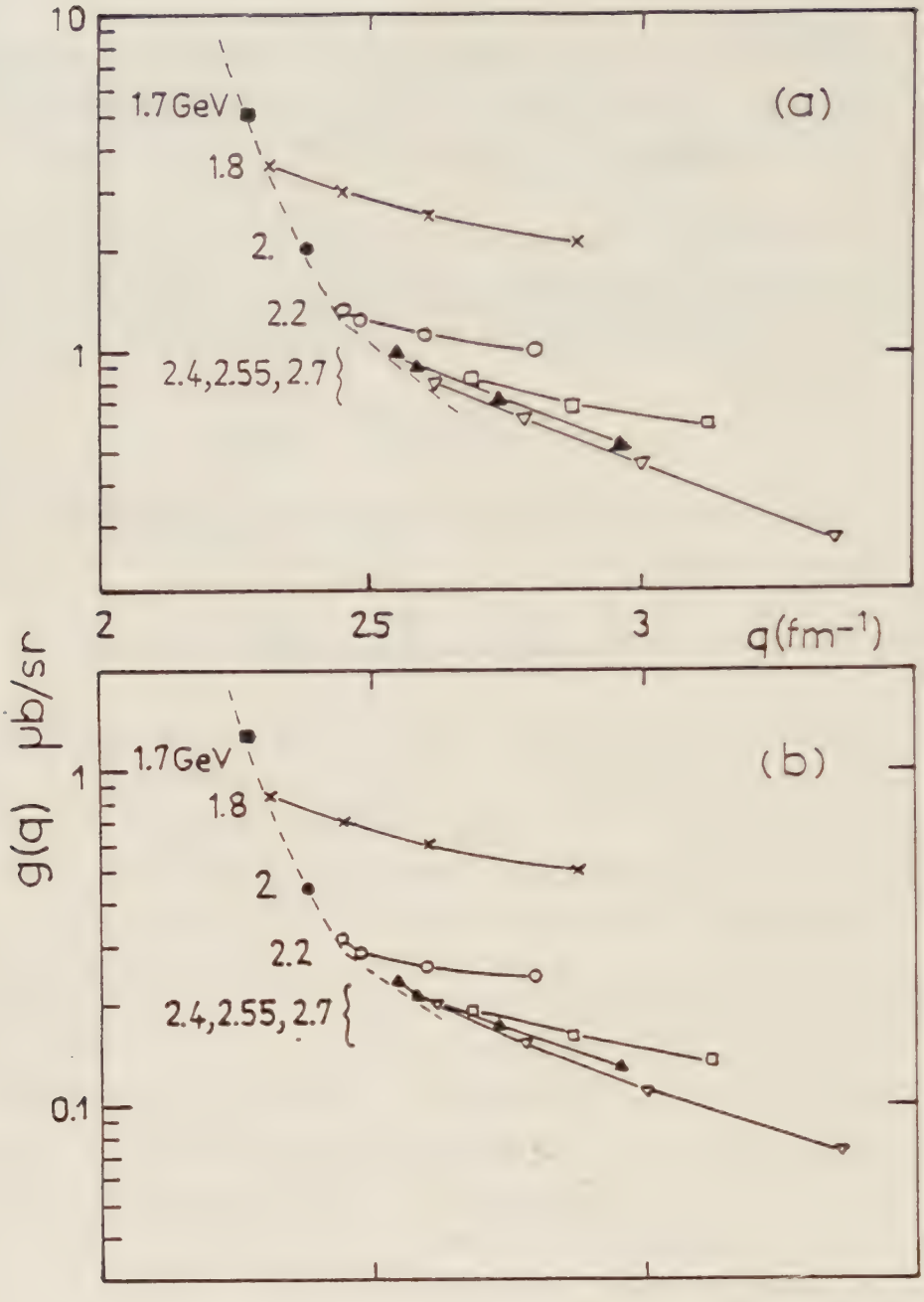


Fig. 9 : Valeur expérimentale de g(q) dans le modèle de Noble et Weber (a) et dans celui de Anjos et al. (b).

$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{(exp)}_{c.m}$ /f(E), l'ensemble des points mesurés doit se répartir sur une courbe universelle (indépendante de l'énergie) en fonction de la variable q. La dépendance en énergie f(E) s'exprime de façons différentes dans les expressions (2) et (3). Partant de (2), nous avons donc représenté sur la figure (9.a) les valeurs de

$$(\frac{m_N(E_p+E_d)}{E_p\ E_d})^2 (\frac{d\sigma}{d\Omega})^{(exp)}_{cm}$$

et sur la figure (9.b) à partir de (2)

$$\frac{s}{(2m_N)^2} (\frac{d\sigma}{d\Omega})^{(exp)}_{cm}$$

pour l'ensemble des mesures effectuées de 1.7 à 2.7 GeV. Les aspects des deux figures sont très voisins. Bien que l'on n'observe pas un regroupement de tous les résultats comme le prédisent les deux modèles, on note cependant que ce regroupement existe pour les trois énergies les plus élevées pour les mesures situées aux angles les plus proches de 180°. On remarque également que l'ensemble des distributions angulaires ont des pentes très voisines les unes des autres. La dépendance en énergie des deux formules reste donc le principal point de désaccord comme on l'avait constaté sur la fonction d'excitation.

Le désaccord observé même à basse énergie entre le calcul et les résultats expérimentaux a conduit à étudier l'effet des processus de rediffusion dans le mécanisme d'échange.Levitas et Noble (réf. 24) ont traité ce point dans le cadre de la DWBA. Les différentes approximations nécessitées par leur calcul limitent le domaine de validité de leurs résultats aux énergies inférieures à 1.0 GeV, leurs calculs ont cependant été étendus jusqu'à 3.0 GeV pour permettre alors une approche essentiellement qualitative. Il ressort de ceux-ci que, pour des énergies inférieures à 300 MeV, les rediffusions entrainent une atténuation des sections efficaces suffisantes pour que celles-ci soient compatibles avec les résultats expérimentaux aux angles voisins de 180°. Aux énergies supérieures, le calcul conduit également à une atténuation des sections efficaces, ce qui a alors tendance à augmenter l'écart existant entre les prédictions du modèle et les valeurs mesurées dans

le domaine d'énergie correspondant au premier plateau de la fonction d'excitation. Au dessus de 1.0 GeV, les rediffusions entrainent une diminution des sections efficaces d'échange d'un facteur compris entre cinq et dix par rapport aux valeurs prédites par l'expression (2), ce qui pourrait être compatible avec les résultats des mesures.

Une approche relativiste différente du mécanisme d'échange a été effectuée par Kondratyuk et Schevchenko (réf. 25) qui ont calculé les sections efficaces dans le cadre de la dynamique du cône du lumière (LFD : Light-Front Dynamics). Une des motivations de ce calcul est l'observation du comportement à haute énergie de l'expression (2), on peut remarquer en effet que la valeur q du moment du neutron transféré étant bornée à 180° la section efficace s'écrirait alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = K \times \left(\frac{E_p E_d}{E_p + E_d}\right)^2 \simeq K \frac{E^2}{4}$$

où K est une constante proportionnelle ou carré de la densité de moment pour la valeur limite de q et E représente la valeur de l'énergie du proton ou du deuton dans le centre de masse à haute énergie ($p >> M_d$; $E_p^2 \simeq E_d^2 \simeq p^2 = E^2$). On aurait alors une section efficace qui ne serait pas bornée quand l'énergie augmente.

En utilisant la même normalisation que pour les expressions précédentes, la section efficace calculée à partir de ce modèle peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \frac{3\pi^2}{64s} \left[\frac{M_d^2 - 4(q^2+m_N^2)}{1-\beta}\right]^2 (\chi_s^2(q)+\chi_D^2(q))^2 \qquad (4)$$

χ_s et χ_D sont les composantes de la fonction d'onde relativiste du deuton, β et q s'expriment en fonction du moment p et de l'angle de diffusion θ dans le système du centre de masse par :

$$\beta = \frac{Ep - p \cos(\theta/2)}{Ed + p \cos(\theta/2)}$$

$$q = \left[\frac{(1-\beta)^2 p^2 \sin^2(\theta/2) + m_N^2}{4\beta(1-\beta)} - m_N^2\right]^{1/2}$$

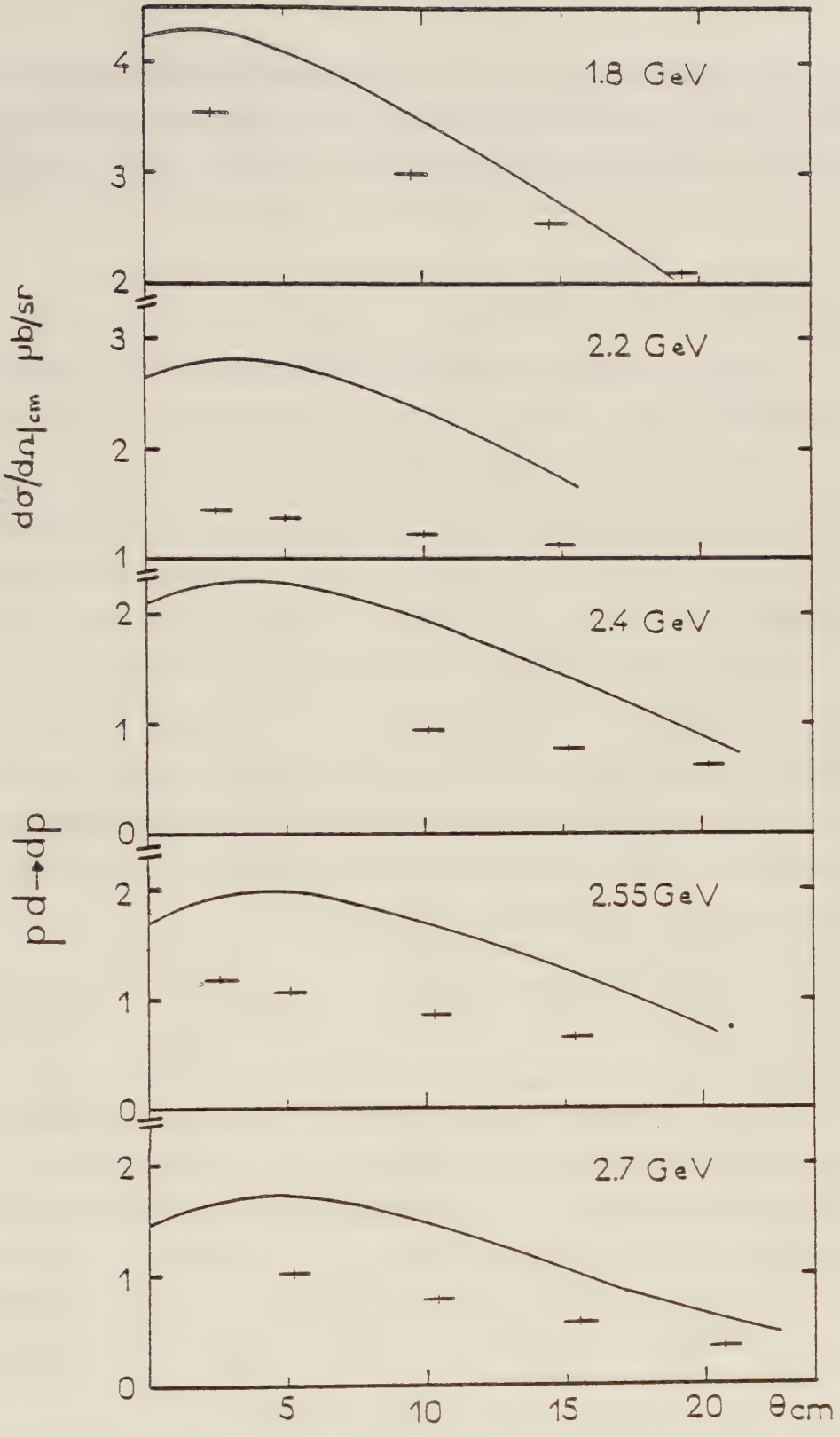


Fig. 10 : Comparaison des distributions angulaires expérimentales et de celles calculées à partir de l'expression (4) et de la fonction d'onde du potentiel de Paris.

Les autres notations ont la même signification que précédemment. Ne disposant pas d'expressions relativistes pour calculer χ_s et χ_D, on peut, en première approximation, remplacer ces fonctions par des expressions compatibles avec leurs limites non relativistes, c'est-à-dire :

$$\chi_s(q) = (m_N)^{1/2}\ \psi_s(q) \text{ et } \chi_D(q) = (m_N)^{1/2}\ \psi_D\ (q)$$

ψ_s et ψ_D étant les composantes habituelles de la fonction d'onde du deuton.

Les valeurs du moment q à 180° ont été portées sur la figure (5). En dessous de 200 MeV, la valeur de q est pratiquement la même que celle intervenant dans les expressions (2) et (3), quand l'énergie augmente, par contre, elle devient nettement plus élevée (2.69 fm^{-1} au lieu de 2.22 fm^{-1} à 1.5 GeV et 3.41 fm^{-1} au lieu de 2.56 fm^{-1} à 2.5 GeV par exemple). Un autre point remarquable réside dans le fait que la valeur de q à 180° n'est pas sa valeur minimale, celle-ci étant atteinte entre 170° et 176° pour les énergies inférieures à 3 GeV. Il en résulte que dans ce modèle, la valeur maximale de la section efficace à l'arrière n'est pas atteinte à 180° mais à un angle compris entre 180° et l'angle où q est minimal.

La valeur minimale du moment q en fonction de l'énergie a été portée sur la figure (5.d)Les distributions angulaires calculées sont représentées sur la figure (10). Le maximum de la section efficace à l'arrière apparait pour des angles de diffusion du deuton compris entre 2 et 4 degrés dans le référentiel du centre de masse. Les mesures effectuées paraissent peu compatibles avec l'existence d'un tel maximum, ceci parait particulièrement net à 2.55 GeV où le calcul prédit une valeur de la section efficace plus élevée à 5 qu'à 2,5 degrés contrairement à ce qui est observé. On remarque également que les sections efficaces expérimentales décroissent plus lentement quand on s'éloigne de l'arrière que celles calculées.

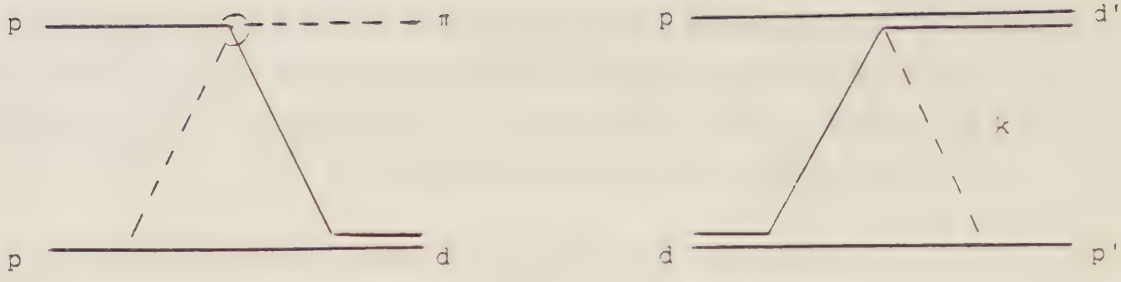
L'origine de ces désaccords ne réside pas obligatoirement dans le modèle lui-même puisque les calculs ont été effectués en utilisant une fonction d'onde classique pour le deuton au lieu de la fonction d'onde relativiste théoriquement nécessaire.

La fonction d'excitation à 180°, calculée à partir de l'expression (4) et de la fonction d'onde du potentiel de Paris a été portée sur la figure (7). En dessous de 800 MeV, on observe des valeurs pratiquement identiques des sections efficaces calculées à partir des expressions (2) et (4), au dessus de cette énergie les ordres de grandeurs restent voisins l'expression (4) conduisant à des sections plus élevées que l'expression (2) entre 800 MeV et 2.2 GeV et moins élevées par contre au-dessus de 2.2 GeV.

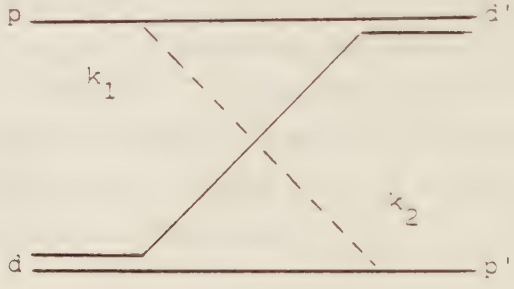
On remarque donc que quel que soit la méthode de calcul du graphe d'échange d'un neutron, on observe toujours un désaccord important entre les fonctions d'excitation calculées et celle observée expérimentalement. Dans les domaines d'énergie où les calculs conduisent à des valeurs trop importantes de la section efficace, les processus de rediffusion peuvent expliquer l'écart observé, par contre dans le domaine du premier plateau de la fonction d'excitation les sections efficaces mesurées sont trois à cinq fois plus importantes que celles prédites par les différentes formules, le rôle de graphe plus complexe doit alors être étudié.

3. MECANISME D'ECHANGE D'UN NUCLEON ET D'UN PION

Le premier plateau observé dans la fonction d'excitation de la diffusion élastique proton-deuton à 180° se produit à l'énergie dans le laboratoire où les valeurs de la section efficace de la diffusion inélastique $pp \to d\pi$ avec émission du deuton à 0° (ou 180°) croissent pour atteindre leur valeur maximale. Craigie et Wilkin (réf. 15) ont montré que l'on pouvait relier les sections efficaces des deux réactions si on admettait que le processus dominant de la diffusion élastique arrière était l'échange d'un nucléon et d'un pion. Leur démonstration se réfère à celle de Yao (réf. 14) qui avait exprimé la section efficace de la réaction $pp \to d\pi$ en fonction de celle de la diffusion élastique pion-nucléon. Les graphes de Feynman traduisant les deux réactions sont les suivants .



Pour relier les deux réactions, on considère que dans la diffusion élastique proton-deuton un pion virtuel est émis lors de l'interaction d'un des nucléons du deuton avec le proton incident et qu'il est ensuite absorbé par le nucléon spectateur. Les deux graphes précédents sont habituellement désignés sous le terme de graphe triangulaire. On peut également relier directement les amplitudes des diffusions élastiques pion-nucléon et proton deuton, on obtient alors le graphe triangulaire double :



Barry (réf. 26) a proposé une formulation particulièrement explicite de la relation liant les sections efficaces :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_\theta}\right)^{pd\to dp} = \frac{3}{2}\, G^2_{pd}\,(u)\,\frac{|p|\ s\pi d}{|d|\ spd}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega\delta}\right)^{pp\to d\pi} \qquad (5)$$

avec $Gpd(u) = \sqrt{2}\ \psi_d(0)\ \frac{GF(k_1^2)}{k_1^2 + \mu^2}\ \left(\frac{3k_1^2}{2m_N}\right)^{1/2}$

$\frac{G^2}{4\pi} = 14.7$ constante de couplage pion-nucléon sur couche

$F(k_1^2) = \left[1+\frac{k_1^2 + \mu^2}{60\mu^2}\right]^{-1}$ est le facteur de forme de Ferrari-Selleri introduit pour tenir compte du fait que le pion échangé est hors couche.

μ : est la masse du pion réel.

$k_1^2 = \frac{1}{2}\,(m_N^2 - upd)$ donne la masse du pion virtuel (pour un pion sur couche $k_1^2 = -\mu^2$).

$\psi_d(0)$ est la valeur de la fonction d'onde du deuton pour r = 0.

|p| et |d| sont les modules des impulsions du proton incident et du deuton émis dans la réaction pp → dπ, mesurés dans le référentiel du centre de masse.

$s_{\pi d}$ et s_{pd} sont les invariants relativistes usuels relatifs aux deux réactions, liés par la relation :

$$s_{pd} = 2\, s_{\pi d} + m_N^2$$

Cette relation peut être établie en écrivant que dans le référentiel du laboratoire, le nucléon spectateur du deuton est au repos, les sections efficaces sont donc évaluées à la même énergie cinétique incidente dans ce référentiel.

La présence d'un nucléon supplémentaire dans la réaction de diffusion élastique entraine l'existence d'une ambiguité sur la correspondance entre les angles $(\pi-\theta)$ et $(\pi-\delta)$ de diffusion du deuton dans les deux réactions. Il faut donc choisir une relation pour obtenir une correspondance univoque entre les sections efficaces, Barry propose les deux possibilités suivantes :

- la prescription "u-fixé"
- la prescription "cosδ-fixé"

La première consiste à imposer l'égalité des invariants $u_{\pi d}$ et u_{pd} des deux réactions, son principal inconvénient est de ne pas permettre de couvrir l'ensemble du domaine angulaire de la réaction pd → dp, les valeurs de u_{pd} à 180° étant toujours supérieure à une énergie donnée à la valeur maximale de $u_{\pi d}$ à cette même énergie. Cette prescription est donc mal adaptée à la description de nos mesures.

La prescription "cosδ-fixé" est obtenue à partir de l'expression de k_1^2 dans laquelle on remplace u_{pd} par la valeur hors-couche de $u_{\pi d}$ obtenue en effectuant la substitution de μ^2 par $(-k_1^2)$:

$$k_1^2 = \frac{1}{2}\,(m_N^2 - u_{pd}) = \frac{1}{4}\,(s_{\pi d} - M_d^2 + k_1^2) + |p||d|\cos\delta$$

u_{pd} pouvant s'exprimer en fonction de l'angle θ de diffusion élastique du deuton, ou a lieu une relation unique entre les angles δ et θ. De plus, pour cos θ = - 1, on obtient cos δ = -1, l'expression (5) relie alors les sections efficaces des deux réactions avec émission du deuton à 0°.

Les valeurs de la section efficace de la réaction pp → dπ sont connues avec une assez bonne précision jusqu'à 1.3 GeV, l'ensemble des expériences couvrant ce domaine d'énergie (réf. 28 à 38) donnant des résultats en bon accord les unes avec les autres. Au-dessus de cette valeur, les mesures (réf. 31 à 33 et 39 à 42) sont beaucoup moins nombreuses et comportent quelques ambiguités entre 1.5 et 2.0 GeV, ambiguités ayant leur origine dans l'aspect très particulier des distributions angulaires au voisinage de 0° ou 180° (réf. 33), celles-ci présentent en effet un creux marqué rendant les extrapolations incertaines.

A partir de la compilation de l'ensemble de ces résultats, le calcul de la section efficace de la diffusion élastique arrière a pu être effectué . Ce calcul n'est évidemment possible qu'au dessus du seuil d'énergie (∿ 280 MeV) de la réaction pp → dπ, il ne peut donc pas rendre compte des sections efficaces observées à plus basse énergie.
En utilisant la fonction d'onde du potentiel de Paris (réf. 22) on obtient la valeur de ψ_D (r = 0) soit :

$$\psi_D(0) = \lim_{r \to 0} \frac{u(r)}{r} = 0.111 \text{ fm}^{-3/2}$$

La fonction d'excitation obtenue à partir de l'expression (5) a été représentée sur la figure (11). On observe que la section efficace calculée par cette méthode passe par un maximum entre 500 et 600 MeV, ce qui suggère que le plateau observé expérimentalement a bien pour origine le mécanisme envisagé. Dans la réaction pp → dπ le maximum de la section efficace se produit pour une énergie cinétique voisine de 600 MeV dans le laboratoire correspondant à une énergie totale de 2160 MeV dans le centre de masse, qui peut être comparée à la somme des masses d'un nucléon et de la résonance Δ(1236)

$$m_N + m_\Delta = 2174 \text{ MeV}$$

Le plateau observé dans la diffusion élastique arrière peut donc s'interpréter comme l'effet de l'excitation de cette résonance dans un état intermédiaire.

Quand l'énergie augmente, on observe une différence importante entre la pente de la fonction d'excitation expérimentale et celle calculée dont la décroissance est beaucoup plus rapide jusqu'à 1.5 GeV, énergie où la section efficace calculée cesse de décroître. On peut

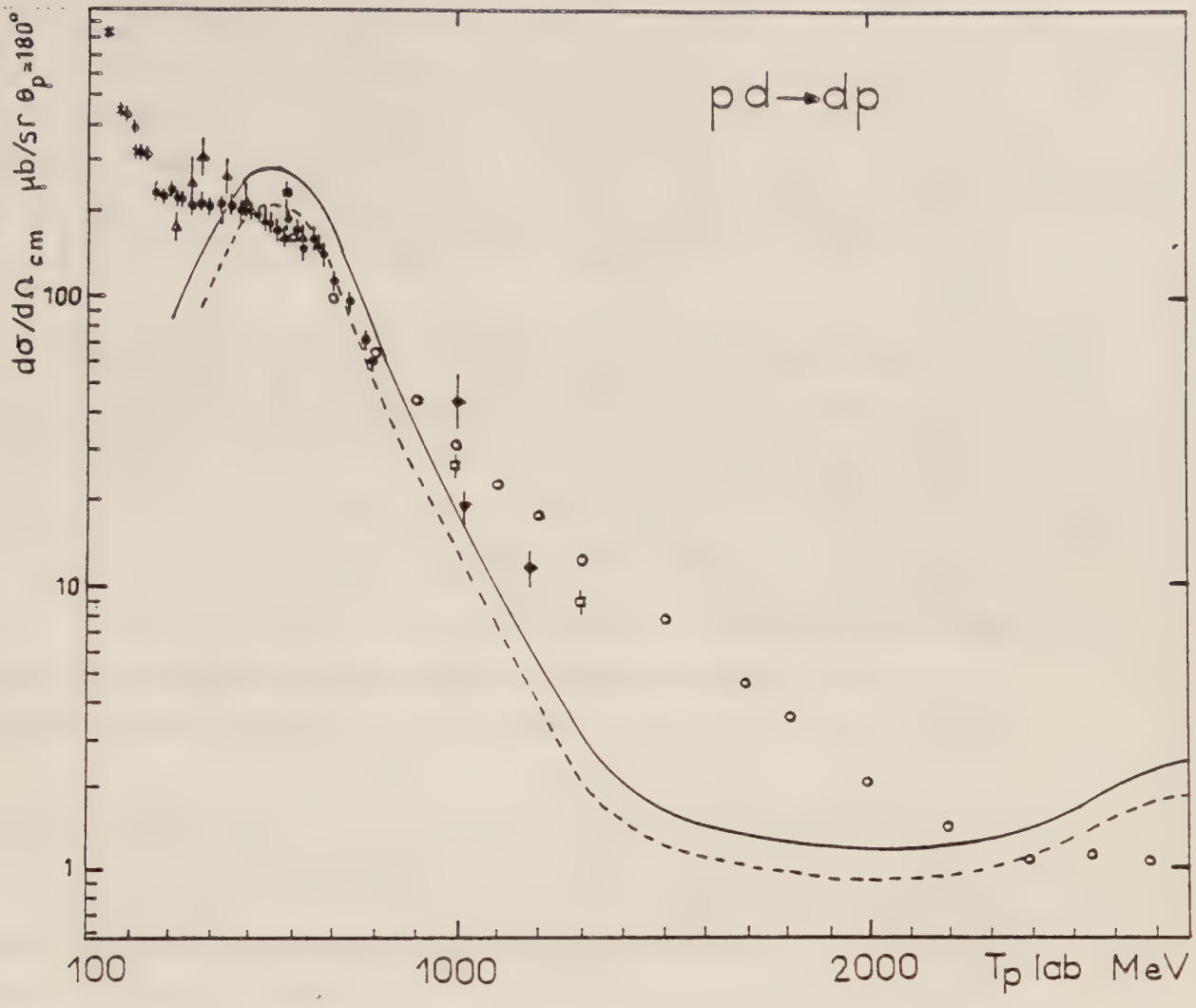


Fig. 11 : Fonction d'excitation expérimentale à θ_p = 180° comparée au calcul OPE avec ζ = 5.44 (trait plein) et ζ = 4.80 (tiretés).

également noter que le calcul prédit une augmentation de la section efficace dans le domaine où le second plateau est observé expérimentalement dans la diffusion élastique arrière. Cette augmentation de la section efficace calculée est due à l'existence d'un deuxième maximum dans la fonction d'excitation de la réaction pp → dπ dans l'intervalle d'énergie correspondant, maximum qui pourrait être du d'après Cocconi et al. (réf. 39) à l'excitation de la résonance Δ(1950) ($T = \frac{3}{2}$, $I = \frac{7}{2}$).

La normalisation de l'expression (5) est une des ambiguités de ce modèle comme l'a montré Barry lui-même. On peut exprimer $\psi_d(0)$ en fonction du paramètre de couplage ζ du mécanisme d'échange d'un pion à l'aide de la relation :

$$2\psi_d(0) = \zeta \alpha \left[\frac{\alpha}{4\pi(1-r_d\alpha)}\right]^{1/2}$$

avec $\alpha = [2m_R|\varepsilon_d|]^{1/2} = 0.2316\ fm^{-1}$.

α est le moment de Fermi du deuton, ε_d son énergie de liaison, r_d son rayon moyen et m_R la masse réduite du système proton-neutron.

Barry propose alors de remplacer la valeur de ζ calculée à partir de $\psi_d(0)$ par la valeur nécessaire pour ajuster la section efficace calculée à celle mesurée. Avec $r_d = 1.75$ fm, le calcul conduit à $\zeta = 5.44$; on obtient un ajustementsatisfaisant dans le domaine d'énergie du premier plateau de la fonction d'excitation en retenant la valeur $\zeta = 4.80$. On peut remarquer que cet accord est obtenu sur un domaine d'énergie (500 à 800 MeV) où les sections efficaces d'échange d'un nucléon calculées à partir des expressions (2), (3) ou (4) ne représentent que 25 à 50% des sections efficaces expérimentales. Ces sections efficaces calculées ayant une valeur trop importante en dessous de 300 MeV, les pourcentages précédents peuvent être considérés comme des valeurs maximales de la contribution du terme d'échange d'un nucléon. Le modèle d'échange d'un nucléon plus un pion semble donc traduire correctement les résultats de mesures dans le domaine d'énergie où il peut être considéré comme dominant. Les désaccords observés à plus haute énergie peuvent au contraire provenir du fait que la contribution du terme d'échange d'un nucléon ne peut plus être considérée comme négligeable, un calcul plus élaboré consisterait à faire la somme cohérente des amplitudes des deux mécanismes.

Une autre hypothèse permettant d'expliquer éventuellement ces désaccords est d'envisager le rôle joué par l'échange de mésons virtuels autres que des pions tels que les mésons η° ou ρ, l'énergie de seuil de la réaction $np \to d\eta^\circ$ est en effet 1260 MeV et celle de la réaction $pp \to d\rho$ 1855 MeV. Il n'existe malheureusement pas de données relatives à la première réaction et très peu concernant la seconde.

Dans le graphe triangulaire double, l'interaction élémentaire est la réaction pion-nucléon, il peut donc paraitre surprenant de n'observer dans la diffusion élastique arrière proton-deuton que des structures associées à l'excitation de résonances Δ (isospin $T = \frac{3}{2}$) et de n'en observer aucune associée à celle de résonances N* (isospin $T = 1/2$) bien que l'on dispose d'une énergie suffisante dans le système du centre de masse. L'origine de cette différence provient du fait que dans le graphe triangulaire double, la réaction pion-nucléon peut intervenir sous les trois formes suivantes :

$$\pi^+ \, p \to \pi^+ \, p$$
$$\pi^\circ \, n \to \pi^\circ \, n$$
$$\pi^\circ \, p \to \pi^+ \, n$$

La section efficace de diffusion élastique arrière peut alors s'exprimer sous forme d'une combinaison des sections efficaces des trois réactions précédentes. Chahoud et al. (réf. 43) ont montré qu'une telle combinaison conduisait à une atténuation d'un facteur 16 des sections efficaces d'excitation des résonances N* par rapport aux résonances Δ (pour des sections efficaces de même ordre dans les réactions pion-nucléon). Les sections efficaces d'excitation de la résonance Δ (1236) étant en fait plus importantes que celles des autres résonances, on comprend mieux le rôle prépondérant joué par celle-ci.

4. AUTRES MECANISMES POSSIBLES

Kerman et Kisslinger (réf. 16) constatant l'impossibilité d'interpréter la valeur de la section efficace de diffusion élastique arrière proton-deuton à 1 GeV par le mécanisme d'échange d'un neutron ont proposé d'introduire une composante supplémentaire dans la fonction d'onde du deuton traduisant la présence de la résonance N* (1688) dans ce noyau. La possibilité d'échanger une telle résonance en plus de

l'échange du neutron permettrait d'augmenter de façon conséquente la section efficace calculée.

Le choix de la résonance N* (1688) est suggéré par la valeur de son spin $I = \frac{5}{2}$ qui correspond au premier état excité du nucléon dans le cadre du modèle des trajectoires de Regge. La composante correspondante de la fonction d'onde doit donc décrire des configurations nucléons - N*, le couplage des spins peut se faire dans un état S = 2 ou S = 3, le moment angulaire relatif des particules composant un deuton devant être pair, la plus petite valeur possible de celui-ci compatible avec le spin J = 1 du deuton est L = 2. Cette composante de la fonction d'onde (désignée par D*) ne peut en conséquence avoir un effet important dans un processus de transfert que lorsque la contribution de l'état S habituel du deuton est négligeable , ce qui est effectivement le cas au voisinage de 1 GeV. Le pourcentage d'état D* est obtenu à partir de la différence entre la section efficace mesurée et celle calculée pour l'échange d'un neutron. A 1 GeV, on obtient ainsi un pourcentage compris entre 0.5 et 1% pour l'état D*. Un certain nombre de remarques concernant ce modèle doivent cependant être notées, la première est le fait que la section efficace d'échange d'un neutron a été calculée à l'aide de l'expression (1) citée précédemment qui n'est en fait pas applicable à une énergie de 1 GeV. On peut également remarquer que le pourcentage d'état D* obtenu à 1 GeV semble devoir être modifié pour traduire les résultats des mesures effectuées à des énergies différentes. Ce dernier point, qui est sans doute la plus grande faiblesse de ce modèle, peut avoir son origine dans la difficulté d'un calcul précis du terme d'échange d'un neutron. Le mécanisme proposé conserve donc un intérêt certain bien que les résultats expérimentaux ne puissent être actuellement considérés comme une preuve de l'existence de la composante D* dans le deuton.

Gurvitz (réf. 17) a développé une approche originale de la diffusion élastique proton-deuton à grand transfert, dans laquelle l'amplitude de diffusion est écrite sous la forme d'un développement en série de diffusions multiples auquel s'ajoute un terme d'échange. Les termes de diffusion multiple sont écrits en prenant en compte l'antisymétrisation des amplitudes proton-proton, le terme d'échange inclue les processus de rediffusion.

A l'issue du calcul, il apparait que les contributions dominantes à la section efficace à l'arrière proviendraient de la diffusion simple arrière proton-proton et d'une diffusion double consistant en une diffusion arrière simple proton-proton suivie d'une diffusion avant proton-neutron. La contribution du terme d'échange d'un neutron, sans être négligeable, apparait comme faible devant les précédentes.

Le rôle dominant de la diffusion arrière proton-proton dans ce modèle conduirait à pouvoir extraire le facteur de forme du deuton à des transferts atteignant $10(GeV/c)^2$ à partir de la diffusion élastique arrière proton-deuton mesurée à une énergie incidente de 3 GeV. Une telle expérience apparaitrait alors comme beaucoup plus performante que les diffusions élastiques d'électrons sur le deuton puisque celles-ci ne permettent actuellement que d'atteindre des transferts voisins de $4\ (GeV/c)^2$.

Il faut cependant remarquer que ce modèle ne tient compte des effets relativistes que du point de vue cinématique, alors que ceux-ci peuvent avoir d'autres conséquences aux énergies considérées. On doit également noter que la fonction d'excitation à 180° calculée en utilisant le facteur de forme extrait des mesures en électrons ne fait apparaitre qu'un simple changement de pente au-dessus de 300 MeV et non le plateau observé expérimentalement.

Kondratyuk et al. (réf. 18 et 44) ont proposé d'introduire l'excitation de résonances tribaryoniques en plus des mécanismes habituellement envisagés (échange d'un neutron, excitation de la résonance Δ dans un état intermédiaire) pour interprèter la diffusion élastique arrière proton-deuton. L'existence de telles résonances est prédite dans différents modèles soit sous la forme d'un sac de neuf quarks, soit sous celle d'un système lié de nucléons et de résonances isobariques.

Le premier plateau de la fonction d'excitation est observé pour des énergies totales comprises entre 3.0 et 3.25 GeV dans le centre de masse, énergies voisines des masses prédites pour certaines résonances tribaryoniques. Trois de ces résonances décroissant dans le système proton-deuton pourraient apporter une contribution à la section efficace de diffusion élastique arrière, leurs masses et leurs largeurs exprimées en MeV sont les suivantes :

(3070, 100) ; (3180 ; 140) et (3380, 180).

L'excitation de ces trois résonances peut permettre de rendre compte des sections efficaces mesurées à des énergies incidentes inférieures à 1 GeV. Les calculs n'ont pas été poursuivis à plus haute énergie et on doit remarquer que l'introduction de ce mécanisme entraine celle de six paramètres supplémentaires. Des mesures réalisées avec des faisceaux et des cibles polarisés seraient nécessaires afin de mieux cerner le rôle d'un tel processus.

C H A P I T R E IV

ANALYSE DE LA REACTION pd → tπ ET DE LA DIFFUSION ELASTIQUE PROTON-HELIUM 3 AU VOISINAGE DE 180°.

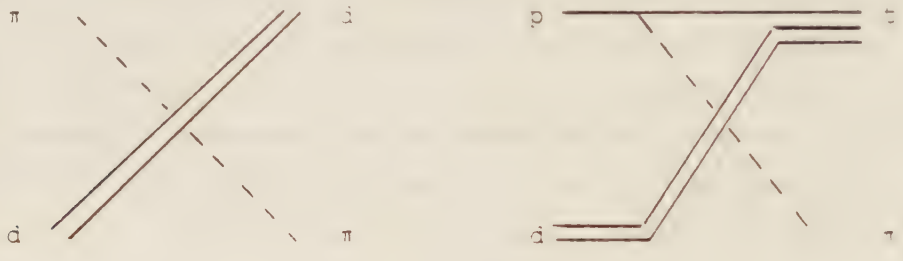
I. LA REACTION pd → $t\pi^+$

Cette réaction est un processus de production cohérente de pions dont l'énergie de seuil vaut 210 MeV pour des protons incidents sur une cible de deutérium. L'invariance de charge des interactions nucléaires entraine que la section efficace de cette réaction est la même que celle de la réaction nd → ^{3}He π^- et le double de la réaction pd → ^{3}He π°, les interactions coulombiennes pouvant cependant légèrement modifier ceci. En pratique, on peut donc regrouper les résultats expérimentaux de ces trois réactions.

La première tentative d'interprétation de ces réactions est due à Ruderman (réf. 45) qui a proposé de relier leurs sections efficaces à celles de la réaction pp → dπ pour des valeurs identiques du moment du pion émis dans les systèmes des centres de masse. Ce modèle modifié par Bludman (réf. 46) a permis de rendre compte de la distribution angulaire mesurée à 341 MeV par Franck et al. (réf. 47). La dépendance en énergie de cette réaction apparait cependant relativement complexe. Fearing (réf. 48) a montré que la section efficace de ces réactions était très sensible aux effets de distorsion, ceux-ci pouvant entrainer des corrections d'un facteur dix par rapport à un modèle ne les incluant pas. Il a également mis en évidence que ces effets dépendaient de manière importante des valeurs prises à courte distance par les composantes S et surtout D de la fonction d'onde du deuton. Nefkens (ref. 62) en comparant les réactions (p,π) et (p,γ) effectuées sur différents noyaux est parvenu à une conclusion inverse, les effets de distorsion du pion étant d'après lui relativement faible.

Locher et Weber (ref. 49) ont calculé la section efficace de cette réaction en prenant en compte en plus du terme d'interaction directe étudié par les auteurs précédents et relié à la réaction pp → dπ, un terme d'échange de deux nucléons dont l'amplitude peut être reliée à celle de la diffusion élastique pion deuton. Ce modèle met en évidence la grande sensibilité de la section efficace différentielle au terme d'interférence entre ces deux amplitudes lorsque le pion est émis vers l'arrière.

Barry (réf. 26) a traité cette réaction dans le cadre de la théorie d'échange d'un pion (OPE : One Pion Exchange). Dans son modèle le terme d'échange est considéré comme dominant dans le cas où le pion est émis vers l'arrière, la section efficace de la réaction pd → tπ peut alors s'exprimer à partir de la section efficace pion-deuton élastique. Les deux réactions sont liées par les graphes de Feynman suivants :



La correspondance en énergie s'obtient en écrivant que la réaction inverse πt → dp et la réaction de diffusion élastique πd → dπ doivent être reliées pour des valeurs identiques de l'énergie cinétique du pion incident dans le laboratoire. Ceci revient à négliger le mouvement de Fermi dans le triton. Les invariants spd et sπd des deux réactions sont alors liés par la relation :

$$s_{pd} = \frac{3}{2} s_{\pi d} + 3 m_N^2 - \frac{1}{2} \mu^2$$

(Les notations sont les mêmes qu'au chapitre III.3 pour cette expression et les suivantes).

La correspondance angulaire entre les deux réactions présente les mêmes ambiguités que celles relevées lorsque l'on veut relier la diffusion élastique arrière proton-deuton à la réaction pp → dπ. Toutefois à 180°, seule la prescription "cos δ - fixé" est applicable, la réaction pd → tπ

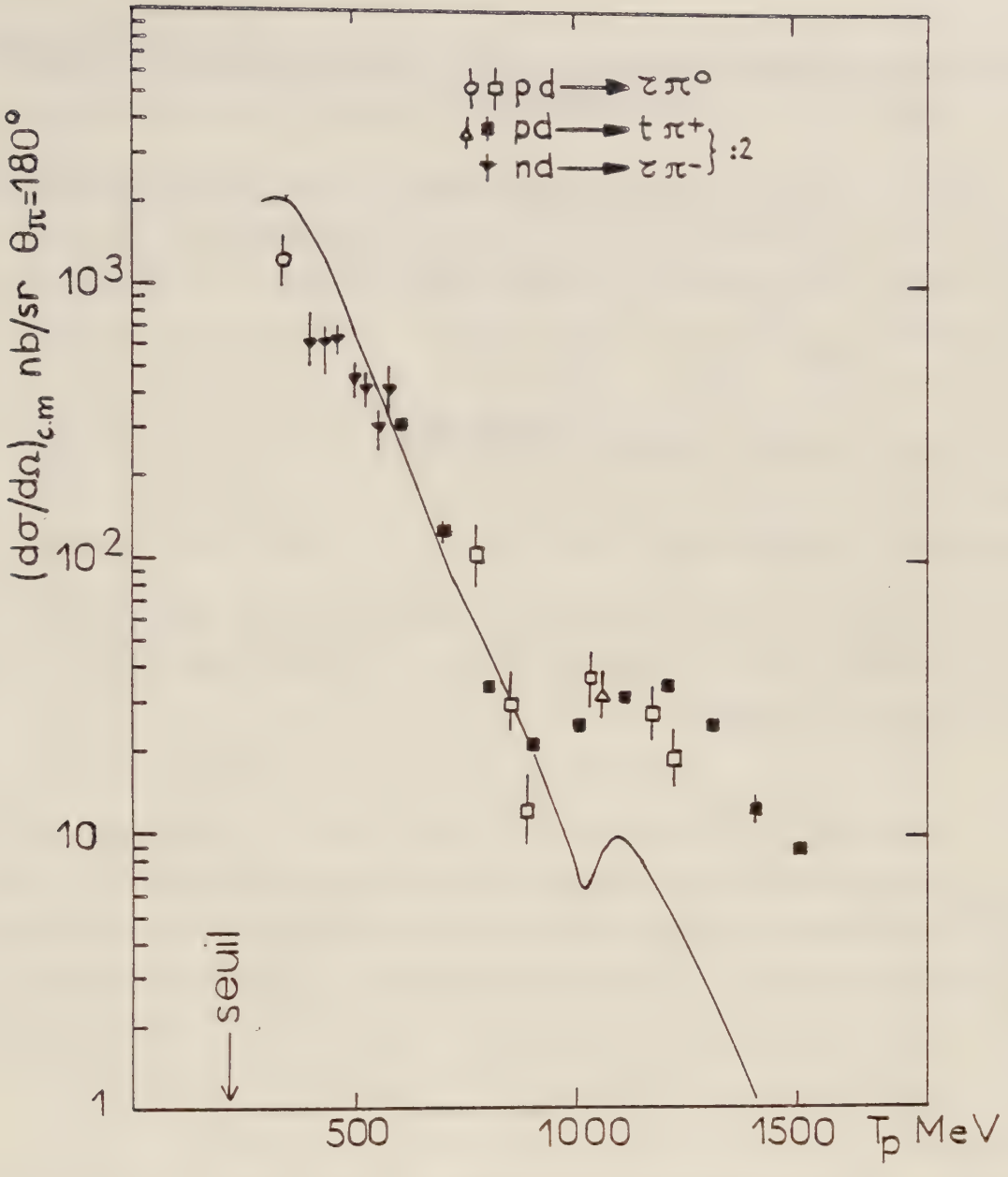


Fig. 12 : Fonction d'excitation de la réaction pd → tπ à θ_π = 180°. Les carrés pleins sont les données de cette expérience, les autres points proviennent des références (54 à 56). La courbe donne le résultat du calcul OPE normalisé à 900 MeV.

et la diffusion élastique pion-deuton doivent alors être comparées pour le même angle d'émission du pion (180°).

La relation liant les sections efficaces est la suivante :.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{pd\to\pi t}_{cm} = \frac{1}{2}\ G^2_{pt}(k_1^2)\ \frac{|t|}{|p|}\ \frac{s_{\pi d}}{s_{pd}}\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\pi d\to\pi d}_{cm} \qquad (6)$$

avec $k_1^2 = \frac{1}{3}\left[\ 4\ m_N^2 - u_{\pi t}\right]$

$$Gpt(k_1^2) = \psi_t(0)\sqrt{6}\ \frac{GF(k_1^2)}{k_1^2 + \mu^2}\ \left(\frac{k_1^2}{m_N}\right)^{1/2}$$

$$u\pi t = (\underline{t} - \underline{p})^2$$

$\underline{t}$ est le quadrimoment du triton émis et $\underline{p}$ celui du proton incident ; $|t|$ et $|p|$ sont les modules de leurs impulsions mesurés dans le système du centre de masse.

$\psi_t(0)$ est la valeur de la fonction d'onde du triton pour r = 0. Pour la fonction d'onde gaussienne choisie pour la description du triton, le calcul conduit à des sections efficaces supérieures d'au moins un ordre de grandeur à celles observées expérimentalement, nous avons donc retenu d'effectuer une renormalisation du calcul pour que celui-ci soit en accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour des protons incidents de 900 MeV. Les sections efficaces de diffusion élastique pion deuton nécessaires à ce calcul proviennent des références (50 à 53).

Le résultat du calcul ainsi que les résultats expérimentaux ont été portés sur la figure (12). Les points expérimentaux antérieurs à cette expérience sont extraits des références (54 à 56).

Entre 500 et 900MeV,et après renormalisation, le calcul permet de rendre compte des sections efficaces observées.Par contre,la structure apparaissant dans les résultats expérimentaux pour des énergies supérieures à 900MeV est nettement plus large que ce que le calcul laisse attendre, sa section efficace maximum se produit pour une énergie incidente des protons voisine de 1200 MeV, le calcul prédisant lui une valeur proche de 1050 MeV.
Malgré ce désaccord quantitatif, on peut cependant admettre que la structure

observée dans la réaction pd → tπ semble avoir la même origine que celle observée dans la diffusion élastique pion-deuton.

Dans celle-ci, l'énergie disponible dans le système du centre de masse au niveau de cette structure est d'environ 2.50 GeV, si on soustrait la masse d'un nucléon, il reste 1.56 GeV, les résonances isobariques ayant les masses les plus voisines de cette valeur sont la résonance N*(1520) et la N*(1535). Le maximum observé dans la réaction pd → tπ est lui compatible avec l'excitation de la résonance Δ(1650). L'attribution de l'origine de la structure observée à l'une de ces résonances plutôt qu'à une autre n'est pas possible à priori. Dans les deux réactions étudiées, les interactions pion-nucléon se produisent hors couche alors que les propriétés des résonances ne sont connues que sur couche d'énergie. D'autre part, on a négligé le mouvement de Fermi des nucléons. Ces deux faits peuvent avoir pour conséquence de déplacer la position des résonances dans le cas où elles sont excitées dans des systèmes liés par rapport aux valeurs observées dans des excitations libres.

L'observation des résultats expérimentaux pd → ^{3}He η° aurait cependant tendance à privilégier l'excitation de la résonance N*(1535). Cette réaction a été étudiée par Banaigs et al (réf. 55) pour des énergies comprises entre 3.43 et 3.52 GeV dans le système du centre de masse avec des deutons incidents et émission des mésons η° vers l'avant. Ceci correspond pour des protons incidents à des énergies cinétiques comprises entre 1050 et 1200 MeV dans le laboratoire et à une émission des mésons vers l'arrière. Les sections efficaces de cette réaction sont de l'ordre de 20 à 30% de celles de la réaction pd → ^{3}He π° à la même énergie , la section efficace maximum étant observée au voisinage de 1150 MeV. Parmi les résonances envisagées la N*(1535) est la seule à présenter une voie de désexcitation N* → Nη° importante, le rapport d'embranchement de celle-ci étant d'environ 55% et celui de la voie N* → Nπ étant lui d'environ 40%. L'excitation de cette résonance pourrait expliquer les ordres de grandeur comparables des sections efficaces des deux réactions ainsi que la structure observée dans celle de production de pions vers l'arrière.

2. LA DIFFUSION ELASTIQUE ARRIERE PROTON-HELIUM 3

Avant cette expérience, les résultats expérimentaux (réf. 3 et 57) relatifs à cette réaction dans le domaine des énergies intermédiaires étaient beaucoup moins nombreux que ceux relatifs à la diffusion élastique arrière sur le deutérium, il en est de même pour les interprétations théoriques.

Les résultats expérimentaux antérieurs mettent en évidence une décroissance rapide de la section efficace de diffusion élastique à 180° jusqu'à 400 MeV. On observe une chute d'un facteur vingt entre 155 et 415 MeV - puis la présence d'un plateau entre 400 et 600 MeV précédent un nouveau domaine de décroissance rapide des sections efficaces. Ces mesures faisaient donc apparaître un comportement de la fonction d'excitation de cette réaction relativement similaire à celui de la diffusion élastique arrière sur le deutérium, avec cependant des sections efficaces vingt à cent fois plus faibles dans le cas de l'hélium 3.

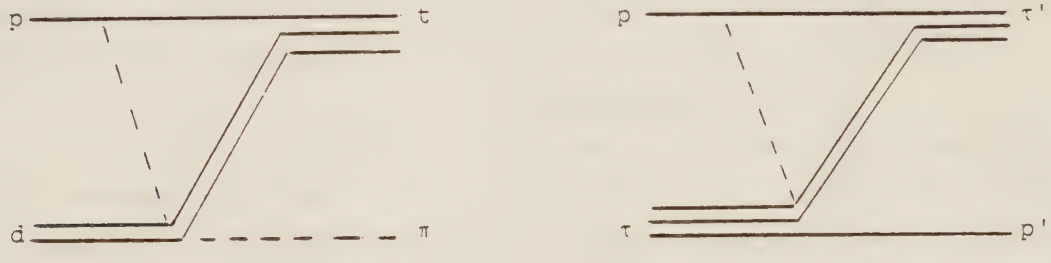
Les modèles proposés pour expliquer les sections efficaces de cette réaction apparaissent comme une généralisation de ceux utilisés dans le cas du deutérium. Kopeliovich et Potashnikova (réf. 58) ont avancé un modèle d'échange d'un deuton entre le noyau cible et le proton-incident. Le même mécanisme a été étudié par Lesniak et al. (réf. 59) en incluant les effets de distorsion. Barry (réf. 26) a traité cette réaction dans le cadre du modèle d'échange d'un pion (OPE).

Dans le modèle de Lesniak et al., l'hélium 3 est décrit sous la forme d'une paire proton-neutron associée à un proton. Le mécanisme d'échange d'un deuton envisagé est en fait celui de l'échange de cette paire proton-neutron qui n'a pas obligatoirement les nombres quantiques du deuton, bien que dans les calculs les sommations sur les états de spin soient effectuées comme si cette paire constituait effectivement un deuton. En l'absence de distorsion, la section efficace d'échange d'un deuton, calculée dans l'approximation de Born, s'exprime de façon formellement identique à celle de l'échange d'un neutron dans la diffusion élastique proton-deuton (expression (1) chapitre III), elle dépend donc du carré de la densité de moment d'un nucléon dans l'hélium 3.

Comme dans le cas de l'échange d'un neutron, l'expression obtenue ne peut être considérée comme satisfaisante d'un point de vue relativiste, le moment de la paire échangée devant être évalué dans un référentiel propre de l'hélium 3 et non dans le système du centre de masse. On doit également noterque dans ce calcul seul l'état S de la fonction d'onde de l'hélium 3 est pris en considération. Ce calcul n'incluant pas la distorsion ne donne pas un accord satisfaisant avec l'expérience entre 400 et 800 MeV, on ne peut attendre un meilleur résultat à plus haute énergie en raison des approximations utilisées. Les effets de la distorsion modifient fortement les résultats du calcul précédent, à 400 MeV la section efficace à 180° est augmentée d'un facteur dix environ alors qu'elle est atténuée d'autant à 600 et 800 MeV. Le modèle apparait cependant très dépendant des valeurs de ces différents paramètres que l'on ne parvient pas à ajuster à l'expérience de manière cohérente.

Les approximations contenues dans le calcul sont suffisamment contraignantes pour expliquer le désaccord observé. Il est cependant difficile de s'en affranchir car même dans ce modèle simplifié une grande partie du calcul doit être conduite sous forme numérique.

Le mécanisme (OPE) proposé par Barry permet de relier la section efficace de diffusion élastique proton-hélium 3 à celle de la réaction $pd \to t\pi$. Ce lien peut s'exprimer à l'aide des deux graphes de Feynman triangulaires suivants :



(τ symbolisant le noyau d'hélium 3).

Les deux réactions doivent être reliées à la même énergie cinétique des protons dans le laboratoire, ce qui revient à négliger le mouvement de Fermi dans l'hélium 3. Comme dans les réactions auxquelles ce modèle a

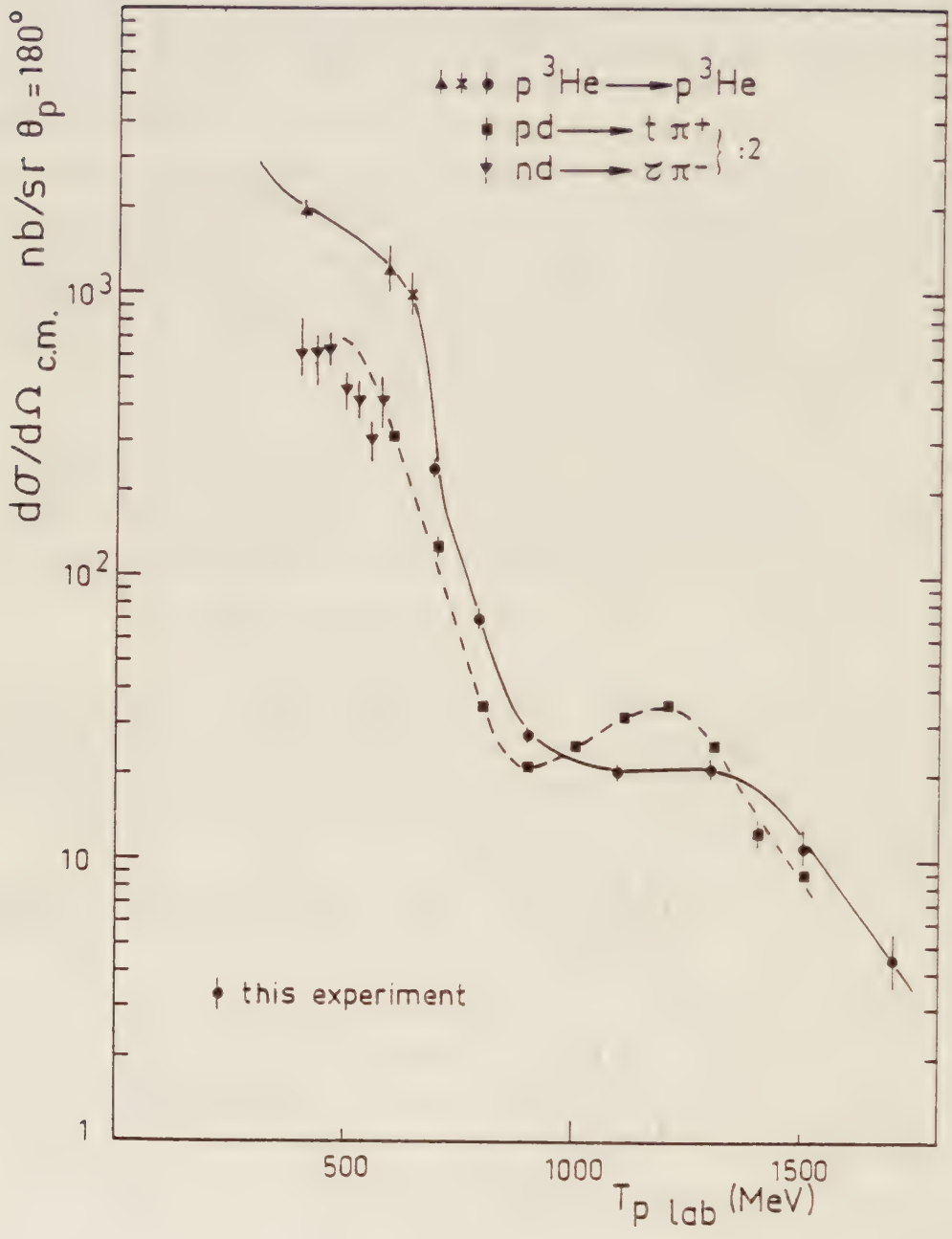


Fig. 13 : Comparaison des fonctions d'excitations expérimentales pd → tπ et p^3He → ^3He p à $\theta_\pi = \theta_p = 180°$ en fonction de l'énergie cinétique des protons incidents dans le laboratoire.
Les courbes sont des guides pour l'oeil.

été appliqué précédemment, seule la prescription "cosδ-fixé" est utilisable à 180° pour établir la correspondance angulaire des deux réactions. Les fonctions d'excitation de celles-ci (à $\theta_p = \theta_\pi = 180°$) ont été représentées sur la figure (13) ,on remarque immédiatement leur similitude, on notera en particulier la correspondance des structures observées entre 900 et 1300 MeV.

La relation liant les sections efficaces est la suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{p\tau \to p\tau}_{cm} = \frac{3}{8} G^2_{p\tau}(k_1^2) \frac{|pd|}{|t\pi|} \frac{s\pi t}{sp\tau} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{pd \to \pi t}_{cm} \qquad (7)$$

avec $sp\tau = \frac{3}{2} s\pi t + \frac{5}{2} m_N^2$

$$k_1^2 = \frac{1}{3} [4 m_N^2 - up\tau]$$

$Gp\tau\ (k_1^2) = Gpt\ (k_1^2)$ (voir relation (6)).

Les notations sont les mêmes que celles utilisées dans les expressions (5) et (6) avec $s\pi t = spd$.

La normalisation de la relation (7) a été modifiée en remplaçant $\psi_t(0)$ qui est la composante deuton-neutron (à r=0) de la fonction d'onde du triton par $[R_{23}(0)]^{1/2}$, $R_{23}(r)$ étant le recouvrement des fonctions d'onde du deuton et de l'hélium 3 (réf. 60). La valeur de $R_{23}(0)$ provient de la résolution du problème des états liés à trois corps (réf. 61), sa valeur varie entre 0.096 et 0.14 fm^{-3} selon le potentiel nucléon-nucléon utilisé dans le calcul.

Les valeurs des sections efficaces pd → tπ nécessaires au calcul de l'expression (7) sont celles de la figure (12). Le résultat du calcul a été porté sur la figure (14), les données expérimentales sont assez bien reproduites, le calcul a cependant tendance à indiquer une largeur plus faible que l'expérience pour la structure observée autour de 1100MeV. Celle-ci apparait plus "lisse" que le calcul ne le prévoit, et légèrement décalée vers des énergies plus élevées, ceci pourrait avoir pour origine le mouvement de Fermi que l'on a négligé.

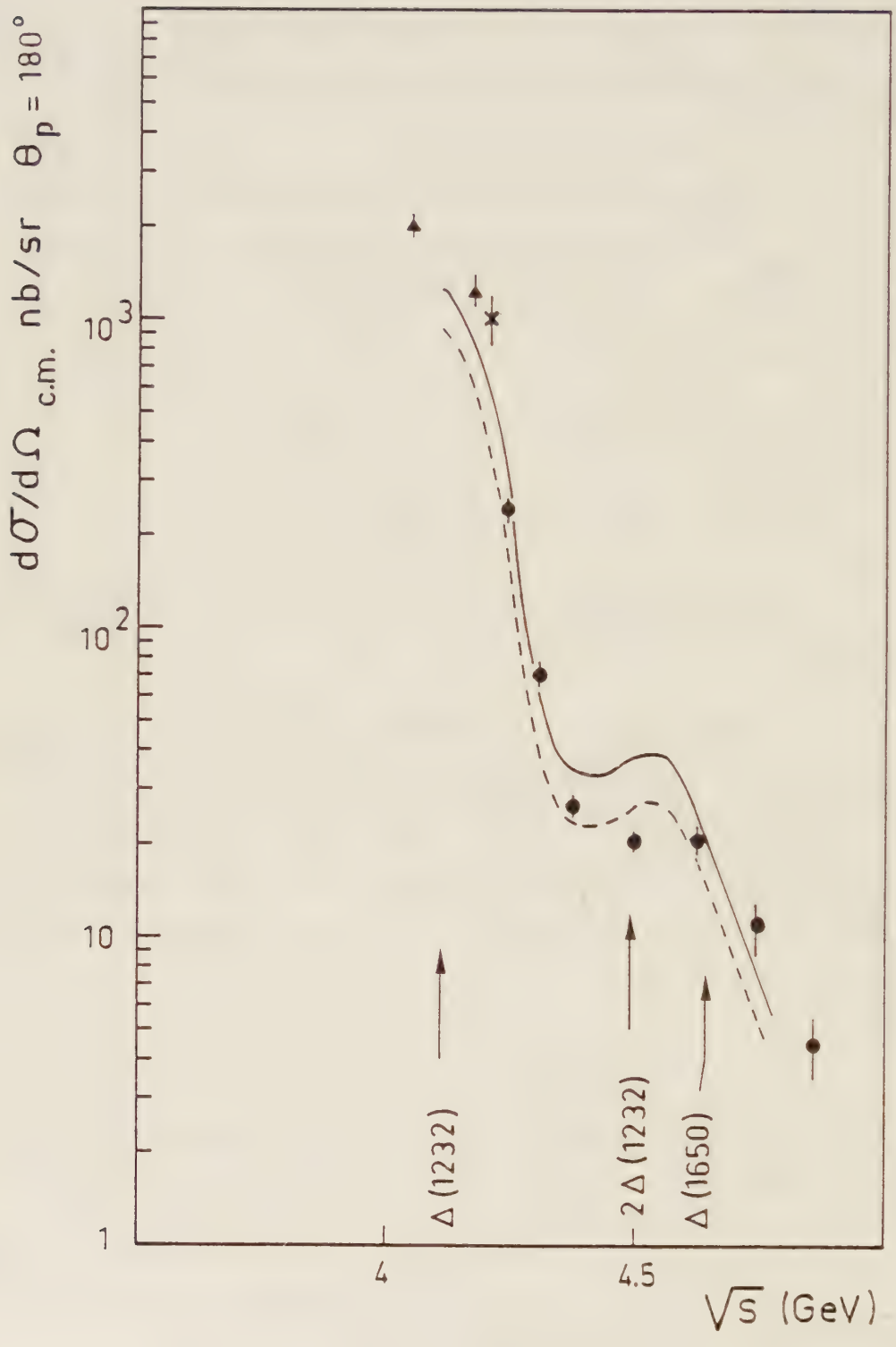


Fig. 14 : Fonction d'excitation expérimental de la diffusion élastique proton-hélium 3 à θ_p = 180°, comparée aux calculs dans le modèle OPE avec $R_{23}(0) = 0.14 fm^{-3}$ (trait plein) et $R_{23}(0) = 0.096\ fm^{-3}$ (tiretés).

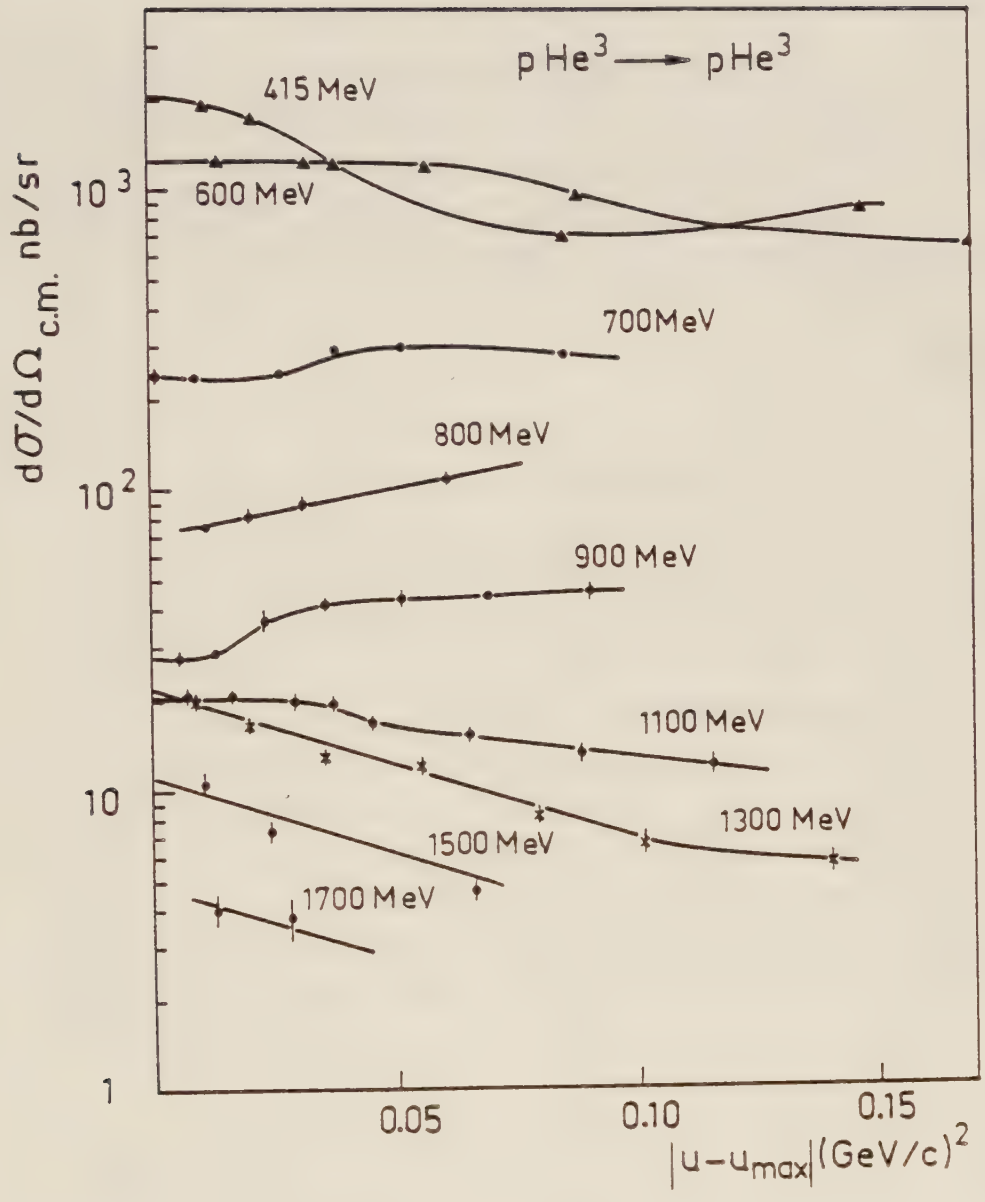


Fig. 15 : Distributions angulaires de la diffusion élastique proton-hélium 3 au voisinage de 180°, en fonction de $|u-u_{max}|=2p^{*2}(1-\cos\theta^{*}_{\tau})$. Les courbes sont des guides pour l'oeil. Les mesures à 415 et 600 MeV proviennent de la référence (3).

Le plateau observé entre 400 et 600 MeV peut s'expliquer par l'excitation de la résonance Δ(1232) dans un état intermédiaire, l'origine de la deuxième structure est par contre plus ambigüe. Si on considère l'énergie disponible dans le centre de masse, on peut envisager l'excitation des résonances N*(1520), N*(1535) ou Δ(1650) ou même celle de deux résonances Δ(1232).

Les distributions angulaires mesurées à l'arrière et représentées sur la figure (15) ne sont pas interprétables à l'aide de ce modèle en raison de l'absence des mesures correspondantes de la réaction pd → tπ. On peut cependant remarquer le net changement de pente entre 900 et 1300 MeV correspondant à la structure observée dans la fonction d'excitation.

C O N C L U S I O N

Les fonctions d'excitation des différentes réactions étudiées présentent des structures qui peuvent être associées à l'excitation de résonances isobariques dans un état intermédiaire. Pour les deux réactions de diffusion élastique, on observe une première structure mettant en évidence la contribution de la résonance Δ(1232). Dans le cas de la réaction $pd \rightarrow t\pi$, la situation expérimentale laisse subsister quelques ambiguités dans le domaine d'énergie correspondant à l'excitation de cette résonance, les mesures existantes étant cependant compatibles avec l'existence de cette excitation.

Le second point mis en évidence est que seul un nombre limité de résonances isobariques joue un rôle important dans ces réactions. Dans le cas de la diffusion élastique proton-deuton, seules les résonances d'isospin $\frac{3}{2}$ contribuent à rehausser les sections efficaces, les résonances d'isospin $\frac{1}{2}$ ne pouvant apporter que des contributions seize fois plus faibles (à amplitude égale dans la diffusion pion-nucléon). Le deuxième plateau observé dans la fonction d'excitation de cette réaction peut être attribué à l'excitation de la résonance Δ(1950) qui appartient d'ailleurs à la même trajectoire de Regge que la Δ(1232). Dans les deux autres réactions étudiées, l'excitation des deux types de résonances ($T= \frac{1}{2}$, $T = \frac{3}{2}$) est à priori possible , la contribution apportée par ces excitations est apparemment liée aux voies de désexcitation de ces résonances à l'état libre.

La présence de ces excitations peut être interprétée par le modèle d'échange d'un pion (OPE). Un accord quantitatif assez satisfaisant est obtenu dans le cas de la diffusion élastique sur l'hélium 3, alors que pour le deutérium l'accord n'est que qualitatif bien qu'à priori le système étudié soit plus simple.

L'origine des difficultés rencontrées pour rendre compte des sections efficaces de diffusion élastique arrière sur le deuton réside dans le fait que celle-ci peut s'opérer à travers différents mécanismes dont les importances relatives varient en fonction de l'énergie. Dans certains domaines d'énergie, les effets d'interférence entre les amplitudes de ces mécanismes peuvent en conséquence jouer un rôle important. Le mécanisme d'échange d'un nucléon (ONE) joue un rôle dominant en-dessous de 300 MeV, celui d'échange d'un nucléon et d'un pion (OPE) est prépondérant entre 300 et 800 MeV. Les différents calculs relatifs au premier sont tous en bon accord pour des valeurs de l'énergie inférieures à 200 MeV, ils ne sont cependant pas en mesure de traduire les résultats expérimentaux bien qu'à ces énergies la contribution du deuxième mécanisme soit nulle. On doit alors introduire les effets dus à la distorsion pour pouvoir rendre compte de l'expérience. A énergie plus élevée, les calculs diffèrent sensiblement selon la méthode de traitement des effets relativistes. Le calcul du graphe (OPE) comporte également de nombreuses approximations et il est donc difficile actuellement de pouvoir estimer le terme d'interférence des deux amplitudes d'autant plus que les deux graphes n'étant pas complètement indépendants, il faut éviter un double comptage.

L'interprétation de la réaction de diffusion élastique sur l'hélium 3 parait ne pas poser le même problème, l'accord obtenu entre les résultats expérimentaux et le calcul dans le modèle (OPE) semblant indiquer que ce mécanisme est dominant à l'arrière dans cette réaction. Il serait cependant nécessaire de comprendre pourquoi ce même mécanisme ne permet d'interpréter que très approximativement la réaction pd → tπ à partir de la diffusion élastique pion-deuton. Le problème de l'origine exacte de la structure observée autour de 1200 MeV reste également un point à élucider.

Une meilleure compréhension des résultats obtenus nécessiterait des calculs plus approfondis, les nouvelles données expérimentales constituant des contraintes nouvelles pour ceux-ci. Des expériences complémentaires sont également envisageables, l'étude de la réaction pd → ^{3}He η° pourrait peut-être permettre d'identifier la structure observée dans la réaction pd → tπ. La poursuite de l'étude de cette réaction à plus haute énergie semble également digne d'intérêt, de même que celles

de production de mésons ρ telles que pp → dρ ou pd → tρ, celles-ci sont cependant plus délicates à mesurer en raison de la largeur en énergie de ce méson. Un autre pôle d'intérêt pourrait être constitué par l'étude de la réaction d + ^{3}He → p + ^{4}He avec émission du proton vers l'arrière, celle-ci pouvant s'effectuer par un mécanisme d'échange de deux nucléons et d'un pion assez semblable à celui permettant d'interpréter la diffusion élastique arrière proton-hélium 3.

APPENDICE A

Matrice de transfert entre le point cible et la face d'entrée du collimateur

Un plan perpendiculaire à la trajectoire de référence est repéré par son abscisse curviligne s le long de cette trajectoire. Le centre de la cible se trouve en s = 0 et la face d'entrée du collimateur en $s = s_1$. La matrice ci-dessous n'est valable que dans le cas de l'utilisation du point cible C_1.

$$\begin{bmatrix} x\,(s_1) \\ \phi\,(s_1) \\ \delta \\ y\,(s_1) \\ \varphi\,(s_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.99392 & 2.84804 & -0.17065 & 0 & 0 \\ -0.00465 & 0.99279 & -0.13054 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.98582 & 2.83611 \\ 0 & 0 & 0 & -0.01084 & 0.98319 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x(0) \\ \theta(0) \\ \delta \\ y(0) \\ \varphi(0) \end{bmatrix}$$

x(s) et y(s) en mètres ; θ(s) et φ(s) en radians.

$\delta = \frac{\Delta P}{P_o}$ P_o étant la rigidité magnétique sur laquelle est réglé le spectromètre.

La trajectoire de référence est celle du faisceau diffusé que l'on étudie. Dans le plan horizontal x(s) et θ(s) sont positifs à gauche de la trajectoire de référence. On connait la largeur δx , la divergence horizontale δθ du faisceau sur cible ainsi que sa différence relative de rigidité magnétique par rapport aux particules analysées. On doit interdire à toute particule du faisceau de parvenir dans la zone $x(s_1) = \pm 1/2$ où l est la largeur du collimateur.

APPENDICE B

Invariants s, t, u :

On considère une réaction a + b → c + d.

On représente par $\underline{x}$ le quadrivecteur impulsion-énergie de la particule x $\quad \underline{x} = (\vec{x}, W_x)$.

La métrique utilisée est (-1, -1, -1, 1).

$$s = (\underline{a} + \underline{b})^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2 W_a W_b - 2 \vec{a}.\vec{b}$$

$$t = (\underline{a} - \underline{c})^2 = m_a^2 + m_c^2 - 2 W_a W_c + 2 \vec{a}.\vec{c}$$

$$u = (\underline{a} - \underline{d})^2 = m_a^2 + m_d^2 - 2 W_a W_d + 2 \vec{a}.\vec{d}$$

s,t,u sont invariants par transformation de Lorentz, ils sont liés par la relation :

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2$$

Dans le cas d'une diffusion élastique :

$$a = c \qquad b = d$$

$$s + t + u = 2(m_a^2 + m_b^2)$$

Dans le référentiel du centre de masse :

$$\vec{a}^2 = \vec{b}^2 = \vec{c}^2 = \vec{d}^2 = p^{*2}$$

$$t = - 2 p^{*2} (1 - \cos(\vec{a},\vec{c})^*)$$

A énergie fixée, t est minimum pour $(\vec{a},\vec{c})^* = \pi$ donc u est maximum pour cet angle.

La valeur limite de u pour $(\vec{a}, \vec{c})^* = \pi$ et $s \to \infty$ s'obtient en étudiant la somme (s+t) dans le référentiel du centre de masse :

$$s = m_a^2 + m_b^2 + 2 (m_a^2 + p^{*2})^{1/2} (m_b^2 + p^{*2})^{1/2} + 2p^{*2}$$

$$s = m_a^2 + m_b^2 + 2p^{*2}\left(1 + \frac{m_a^2 + m_b^2}{p^{*2}} + \frac{m_a^2\, m_b^2}{p^{*4}}\right)^{1/2} + 2p^{*2}$$

Quand $s \to \infty$ $p^* \to \infty$ un développement au premier ordre donne :

$$s = 2\, m_a^2 + 2\, m_b^2 + 4\, p^{*2} + \varepsilon$$

$\varepsilon \to 0$ quand $p \to \infty$.

D'où $s + t \to 2\,(m_a^2 + m_b^2) \Rightarrow u \to 0$.

REFERENCES

1) E. GRORUD, J.L. LACLARE, A. ROPERT, A. TKATCHENKO, J. BANAIGS and M. BOIVIN, NIM 188 (1981) 549

2) H. QUECHON, Thèse de Doctorat de l'Université - Orsay (1980)

3) R. FRASCARIA, I. BRISSAUD, N. MARTY, M. MORLET, F. REIDE, A. WILLIS, R. BEURTEY, A. BOUDARD, M. GARCON, G.A. MOSS, Y. TERRIEN and W.T.H. VAN OERS Phys. Lett. 66B (1977) 329

4) R.J. GLAUBER Phys. Rev. 91 (1953) 459
Phys. Rev.100 (1955) 242
Lectures in theoretical physics. Boulder 1958
Intersciences Publishers, vol. 1, (1959) 315

5) L.I. SCHIFF, Phys. Rev. 103 (1956) 443
Phys. Rev. 176 (1968) 1390

6) W.F. FORD and N.E. PENTZ. NASA Technical Memorandum
NASA TMX 52594 (1969)

7) T.W. CHEN, Lettere al nuovo cimento 11 (1974) 315
T.W. CHEN and D.W. HOOCK, Phys. Rev. D12 (1975) 1765
T.W. CHEN Phys. Rev. C13 (1976) 1974

8) K. KURODA, A. MICHALOWICZ, M. POULET, Phys. Lett. 13 (1964) 67

9) L. DUBAL, C.K. HARGROVE, E.P. HINCKS, R.J. Mc KEE, M. MES, A.C. THOMPSON, L. BIRD, C.H. HALLIWELL, R.W. MORRISON, J. WATTERS, J.B. Mc CASLIN and A.R. SMITH, Phys. Rev. D9 (1974) 597

10) G. IGO, J.C. FONG, S.L. VERBECK, M. GOITEIN, D.L. HENDRIE, J.C. CAROLL, B. Mc DONALD, A. STETZ and M.C. MAKINO Nucl. Phys. 195 A (1972) 33

11) N.E. BOOTH, C. DOLWICK, R.J. ESTERLING, J. PARRY, J. SCHEID and D. SCHERDEN Phys. Rev. D4 (1971) 1261

12) J.C. ALDER, W. DOLLHOPF, C. LUNKE, C.F. PERDRISAT, W.K. ROBERTS, P. KITCHING, G. MOSS, W.C. OLSEN and J.R. PRIEST, Ph. Res. C6 (1972) 2010

13) B.E. BONNER, C.L. HOLLAS, C.R. NEWSON, P.J. RILEY and G. GLASS, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1253

14) T. YAO Phys. Rev. 134 (1964) 454

15) N.S. CRAIGIE and C. WILKIN, Nucl. Phys. B14 (1969) 477

16) A.K. KERMAN and L.S. KISSLINGER, Phys. Rev. 180 (1969) 1483

17) S.A. GURVITZ, Phys. Rev. C22 (1980) 725

18) L.A. KONDRATYUK, F.M. LEV and L.V. SCHEVCHENKO, Phys. Lett. 100B (1981) 448

19) J.V. NOBLE and H.J. WEBER, Phys. Lett. 50B (1974) 233

20) V.A. KARMANOV JETP Lett 21 (1975) 132

21) I.J. Mc GEE Ph. Rev. 151 (1966) 772

22) M. LACOMBE, B. LOISEAU, R. VINH MAU, J. COTE, B. PIRES and R. DE TOURREIL Phys. Lett. 101 B (1981) 139

23) J.C. ANJOS, A. SANTORO, F.R.A. SIMAO and D. LEVY Nucl. Phys. A356 (1981) 383

24) M. LEVITAS and J.V. NOBLE Nucl. Phys. A251 (1975) 385

25) L.A. KONDRATYUK and L.V. SHEVCHENKO Sov J. Nucl. Phys. 29 (1979) 408 [Yad. Fiz 29 (1979) 792]

26) G.W. BARRY - Annals of Physics 73 (1972) 482
- Phys. Rev. D7 (1973) 1441

27) E. FERRARI and F. SELLERI, Nuovo Cimento 27 (1963) 1450

28) M.G. MESCHERYAKOV, B.S. NEGANOV, N.P. BOGACHEV and V.M. SIDAROV Dokl. Akad. Nauk SSR 100 (1955) 673

29) B.S. NEGANOV and L.B. PARFENOV Sov. Phys. JETP7 (1958) 528

30) K.R. CHAPMAN, T.W. JONES, Q.H. KHAN, J.S.C. Mc KEE, H.B. VAN DER RAAY and Y. TANIMURA Phys. Lett. 11 (1964) 253

31) D. DEKKERS, B. JORDAN, R. MERMOD, C.C.TING, G. WEBER, T.R. WILLITS, K. WINTER, X. DE BOUARD and M. VIVARGENT Phys. Lett. 11 (1964) 161

32) O.E. OVERSETH, R.M. HEINZ, L.W. JONES, M.J. LONGO, D.E. PELETT, M.L. PERL and F. MARTIN Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 59

33) R.M. HEINTZ, O.E. OVERSETH, D.E. PELLETT and M.L. PERL Phys. Rev. 167 (1968) 1232

34) C. RICHARD-SERRE, W. HIRT, D.F. MEASDAY, E.G. MICHAELIS, M.J.M. SALTMARSH, P. SKAREK Nucl. Phys. B20 (1970) 413

35) D.F. BARTLETT, C.E. FRIEDBERG, K. GOULIANOS, I.S. MAMMERMAN and D.P. HUTCHINSON Phys. Rev. D1 (1970) 1984

36) S.S WILSON, M.J. LONGO, K.K. YOUNG, J.A. HELLAND and B.L. SCHROCK Nucl. Phys. B33 (1971) 253

37) D. ACBISCHER, B. FAVIER, L.G. GREENIAUS, R. HESS, A. JUNOD, C. LECHANOINE, J.C. NIKLES, D. RAPIN and D.W. WERREN Nucl. Phys. B 106 (1976) 214

38) F. PLOUIN, J. DUFLO, L. GOLDZAHL, G. BIZARD, F. BONTHONNEAU, M. COTTEREAU, J.L. LAVILLE, C. LEBRUN, F. LEFEBVRES, J.C. MALHERBE and R. REGIMBART Nucl. Phys. A302 (1978) 413

39) G. COCCONI, E. LILLETHUN, J.P. SCANLON, C.A. STALBRANDT, C.C. TING, J. WALTERS and A.M. WETHERELL Phys. Lett. 7 (1963) 222

40) F. TURKOT, G.B. COLLINS and T. FUJII Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 474

41) M.A. ABOLINS, R. GRAVEN, R. Mc CARTHY, G.A. SMITH, L.H. SMITH, A.B. WICKLUND, R.L. LANDER and D.E. PELLET Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 469

42) H.L. ANDERSON, M.S. DIXIT, H.J. EVANS, K.A. KLARE, D.A. LARSON, M.V. SHERBROOK, R.L. MARTIN, D. KESSLER, D.E. NAGLE, H.A. THIESSEN, C.K. MARGROVE, E.P. HINCKS and S. FUKUI Phys. Rev. D3 (1971) 1536

43) J. CHAHOUD, G. RUSSO and F. SELLERI Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 506

44) L.A. KONDRATYUK, F.M. LEV and L.V. SHEVCHENKO, Sov. J. Nucl. Phys. 33 (1981) 642 [Yad Fiz 33 (1981) 1208]

45) M. RUDERMAN Phys. Rev. 87 (1952) 83

46) S.A. BLUDMAN Phys. Rev. 94 (1954) 1722

47) W.J. FRANCK, K.C. BANDTEL, R. MADEY and B. J. MAYER Phys. Rev. 94 (1954) 1716

48) H.W. FEARING, Phys. Lett. 52B (1974) 407
Phys. Rev. C11 (1974) 1493

49) M.P. LOCHER and H.J. WEBER, Nucl. Phys. B76 (1974)

50) L.S. SCHROEDER, D.G. CRABB, R. KELLER, JR. O'FALLON, T.J. RICHARDS, R.J. OTT, J. TRISCHUK and J. VANA, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1813 (voir aussi R. KELLER et al. Phys. Rev. D11 (1975) 2389

51) R.H. COLE, J.C. Mc CARTHY, R.C. MINCHART and E.A. WADLINGER, Phys. Rev. C17 (1978) 681

52) R.J. HOLT, J.R. SPECHT, E.J. STEPHENSON, B. ZEIDMAN, R.L. BURMAN, J.S. FRANCK, M.J. LEITCH, J.D. MOSES, M.A. YATES-WILLIAMS, R.M. LASZEWSKI, R.P. REDWINE, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1229

53) R. FRASCARIA, I. BRISSAUD, J.P. DIDELEZ, C. PERRIN, J.L. BEVERIDGE, J.P. EGGER, F. GOETZ, P. GRETILLAT, R.R. JOHNSON, C. LUNKE, E. SCHWARTZ and B.M. PREEDOM, Phys. Lett. 91B (1980) 345

54) K.R. CHAPMAN, J.D. JAFAR, G. MARTELLI, T.J. Mc MAHON, H.B. VAN DER RAAY, D.H. READING, R. RUBINSTEIN, K. RUDDICK, D.G. RYAN, W. GALBRAITH and P. SHARP, Nucl. Phys. 57 (1964) 499

55) J. BANAIGS, J. BERGER, L. GOLDZAHL, T. RISSER, L. VU HAI , M. COTTEREAU, and C. LEBRUN, Phys. Lett. 45 B (1973) 394

56) J. FRANZ, H.P. GROTZ, M. KLEINSCHMIDT, L. LEHMANN, P. REICHMANN, E. ROSSLE and H. SCHMITT, Phys. Lett. 96B (1980) 384

57) H. LANGEVIN-JOLIOT, Ph. NARBONI, J.P. DIDELEZ, G. DUHAMEL, L. MARCUS and M. ROY-STEPHAN, Nucl. Phys. A158 (1970) 309

58) B.Z. KOPELIOVICH and I.K. POTASHNIKOVA
Sov. J. Nucl. Phys. 13 (1971) 592 [Yad. Fiz 13 (1971) 1032]

59) H. LESNIAK and L. LESNIAK
Inst. of Nucl. Phys. Krakow (1977) Raport n° 983/PH
Voir également H. and L. LESNIAK and A. TEKOU
Nucl. Phys. A267 (1976) 503

60) R. FRASCARIA 9th Intern. Conf. on the Few body problem
Vol. II (Eugène, OR, USA, 1980)

61) J.L. BALLOT and M. FABRE De La Ripelle, 7th Intern. Conf. on the Few body problem (Delhi, India, 1976)

62) B.M.K. NEFKENS, Contribution E18 ; 9 th ICOHEPANS (Versailles, France, 1981)
Voir également P.L. Walden, Proceedings of the 9 th ICOHEPANS p.291c

63) J. BANAIGS, J. BERGER, J. DUFLO, L. GOLDZAHL, M. COTTEREAU and F. LEFEBVRES, Nucl. Phys. B23 (1970) 596